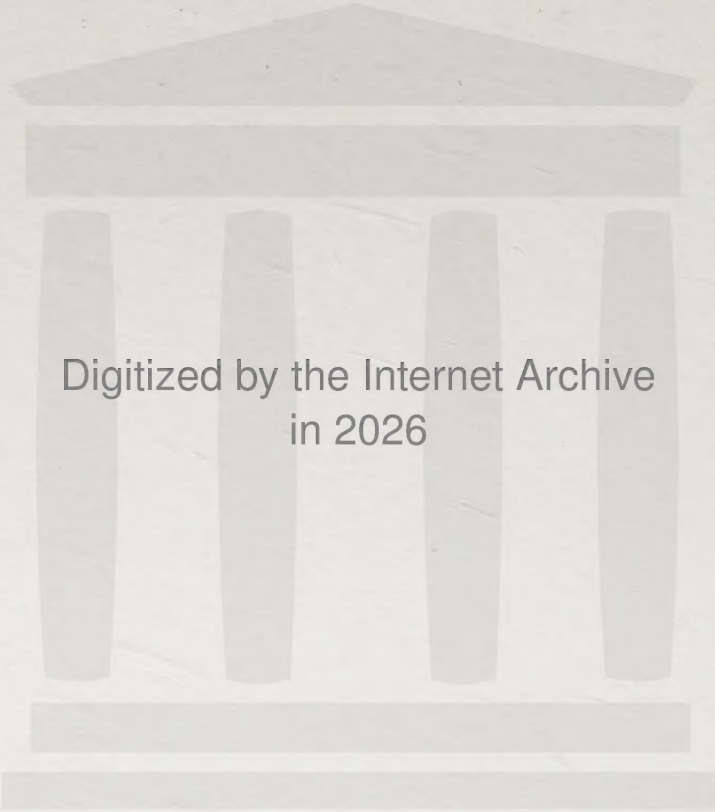


**Untersuchung der
Schwerionen-Reaktionskanäle
des Systems $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$**

Hermann Rossner

1974



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551921_0027

UNTERSUCHUNG DER SCHWERIONEN-REAKTIONSKANÄLE
DES SYSTEMS $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$

Inaugural - Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Hermann Rossner
aus Gefrees
November 1973

1. Berichterstatter: Prof. Dr. S. Skorka
2. Berichterstatter: Prof. Dr. U. Meyer-Berkhout

Tag der mündlichen Prüfung: 14. Januar 1974



Inhaltsverzeichnis

	Seite
Zusammenfassung	1
I. Einleitung	3
II. Experiment	7
II.1. Experimenteller Aufbau	7
II.2. Auswertung der Daten	9
II.3. Diskussion der Teilchenspektren	11
II.3.1. Sauerstoff-Spektrum	12
II.3.2. Kohlenstoff-Spektrum	12
II.3.3. Neon-Spektrum	13
II.3.4. Stickstoff-Spektrum	13
II.3.5. Fluor-Spektrum	14
II.4. Wirkungsquerschnitte	15
II.4.1. Anregungsfunktionen	15
II.4.2. Winkelverteilungen	16
III. Allgemeines zur Analyse der Daten	18
IV. DWBA-Rechnungen	21
V. Untersuchung der Drehimpulsanpassung von Ausgangs- und Eingangskanal	25
VI. Hauser-Feshbach-Rechnungen	28
VII. Modifizierte Hauser-Feshbach-Rechnungen	34
VIII. Schlußbemerkungen	40
Anhang	42

	Seite
Literaturverzeichnis	45
Tabellen	49
Figurenverzeichnis	55

Zusammenfassung

Mit Hilfe von dE-E-Teleskopen wurden die Reaktionskanäle des Systems $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ im Massenbereich von Lithium bis Magnesium untersucht. Die experimentellen Daten umfassen Anregungsfunktionen in 0.5-MeV-Schritten von $E_{^{16}\text{O}}(\text{Lab})=49-65$ MeV unter einem Winkel von $\theta_{\text{Lab}}=30^\circ$ und Winkelverteilungen in 1° -Schritten von $\theta_{\text{Lab}}=10^\circ-50^\circ$ bei einer Einschüßenergie von $E_{^{16}\text{O}}(\text{Lab})=51.5$ MeV.

Wirkungsquerschnitte von 1-10 mb/sr traten beim elastischen, beim inelastischen und bei den ^{12}C - ^{20}Ne -Kanälen auf. Die Wirkungsquerschnitte für die Fluor-Stickstoff-Kanäle waren um eine Größenordnung kleiner, diejenigen für die Bor-Natrium- und die Lithium-Aluminium-Kanäle lagen um zwei Größenordnungen unter den Wirkungsquerschnitten der elastischen Streuung. Bedingt durch den günstigen Q-Wert der Reaktion $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{24}\text{Mg})2\alpha$ war ein starker Magnesiumzweig zu beobachten. Der gesamte Wirkungsquerschnitt - integriert über die Anregungsenergie $E_{^{24}\text{Mg}}^*$ - betrug 5 mb/sr.

Die meisten Anregungsfunktionen der starken Reaktionskanäle zeigten eine Grobstruktur, die beim $^{12}\text{C}-^{20}\text{Ne}^*(4^+)$ -Kanal am deutlichsten hervortrat.

Dagegen waren die Winkelverteilungen - abgesehen von der elastischen Streuung und der Reaktion $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{20}\text{Ne}(\text{g.s.})$ - nur schwach strukturiert

und fielen mit wachsendem Winkel insgesamt um eine Größenordnung ab.

Der in den Grobstrukturen dominierende Reaktionsmechanismus wurde mit Hilfe von drei Modellvorstellungen untersucht: a) dem direkten Einteilchen-transfer, b) dem statistischen Compoundkernprozeß, c) einem modifizierten Compoundkernprozeß. Eine befriedigende Wiedergabe aller gemessenen Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen gelang erst durch die Annahme eines Reaktionsmechanismus, der sowohl direkte, als auch statistische Eigenschaften aufweist.

Die in dieser Arbeit durchgeführten Rechnungen basieren auf den von Siemssen vorgeschlagenen flachen Optischen Potentialen. Zudem wurde die bei der elastischen Streuung von schweren Ionen gefundene Drehimpulsabhängigkeit der Absorption explizit durch die Transmissionskoeffizienten der möglichen Ausgangskanäle beschrieben.

I. Einleitung

Mit Hilfe der heute existierenden Beschleuniger ist es möglich, Aussagen über die Kräfte bzw. Potentiale zwischen Vielteilchensystemen zu erhalten. Zudem kann geprüft werden, inwieweit die mit leichten Projektilen gewonnenen Modellvorstellungen auf die Schwerionenstreuung anwendbar sind.

Das ursprüngliche Ziel dieser Arbeit war es, ein Schwerionensystem möglichst vollständig zu untersuchen, d.h. für alle Ausgangskanäle Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen zu messen. Da dieses Vorhaben jedoch in der Praxis aus Zeitgründen nicht zu verwirklichen ist, mußte die Untersuchung auf spezifische Eigenschaften von Schwerionensystemen beschränkt werden.

Die vor Beginn dieser Arbeit beobachteten Grobstrukturen in den Anregungsfunktionen der elastischen Streuung von mittelschweren Kernen lenkten unsere Wahl auf das System $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$, bei welchem die genannten Strukturen am ausgeprägtesten hervortraten ^{1,2)}. Diese Strukturen gaben auch Anlaß für eine Vielzahl von theoretischen Arbeiten, die sich mit dem $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ System befaßten und die von der Yale-Gruppe ¹⁾ gefundenen flachen Potentiale des Optischen Modells zu erklären suchten.

Inzwischen wurde als eine mögliche Begründung des flachen Realteils des Optischen Potentials die Überlagerung der Kerndichten von Projektil und Targetkern angegeben ³⁾.

Gerade bei Schwerionenreaktionen machen sich Drehimpulseffekte besonders bemerkbar. So wurde zunächst die geringe Absorption der hohen Partialwellen durch einen flachen Imaginärteil des Optischen Potentials berücksichtigt. Eine bessere Beschreibung der experimentellen Daten gelang durch die Einführung einer l -abhängigen Absorption ⁴⁾. Dabei wird angenommen, daß Partialwellen mit hohen l -Werten weniger absorbiert werden als solche mit kleinen l -Werten. Offen blieb bisher die Frage nach der Ursache der l -Abhängigkeit, die einmal durch Eigenschaften der Ausgangskanäle und zum andern durch Eigenschaften des gebildeten Compoundkerns bewirkt werden kann. Dieses Problem wurde zuerst von Vandenbosch diskutiert ⁵⁾. Er unterschied zwischen Absorption durch die direkten Kanäle und Absorption über die Bildung eines Compoundkerns. Im ersten Fall ist die Anzahl der offenen Kanäle und ihre Drehimpulsanpassung an den Eingangskanal von entscheidender Bedeutung; im zweiten Fall hängt die Absorption von der Struktur des Compoundkerns ab, also z.B. von seiner Niveaudichte bei hohen Spinwerten. Wir vermuteten, daß eine Untersuchung der Reaktionskanäle des

Systems $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ die relative Bedeutung der beiden Möglichkeiten der Absorption für diesen Fall klären könnte.

McVoy deutet die Grobstruktur in der Anregungsfunktion der elastischen Streuung von ^{16}O an ^{16}O als Resonanzstruktur, die auf eine mögliche Rotationsbande im $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ System hinweist ⁶⁾. In der dort angewendeten Regge-Pol-Analyse wird die Streumatrix dargestellt durch einen Resonanzteil $R(l)$ und einen Faktor, der sich nur langsam mit dem Bahndrehimpuls ändert. Es konnte gezeigt werden, daß vor allem bei großen Winkeln ($\Theta_{\text{CM}}=90^\circ$) die Grobstrukturen der Anregungsfunktion durch den Resonanzteil beschrieben werden können. Diese in der Regge-Pol-Analyse nicht spezifizierten Resonanzen erscheinen aus der Sicht des Optischen Modells als Shape-Resonanzen, die möglicherweise auch in den Reaktionskanälen beobachtbar sein sollten. Erste Hinweise darauf ergaben Messungen der Reaktion $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{20}\text{Ne}$ von Singh et al. ⁷⁾, die im Kanal $^{12}\text{C}-^{20}\text{Ne}^*(4^+)$ eine Grobstruktur bei der Einschußenergie $E_{^{16}\text{O}}(\text{Lab})=52 \text{ MeV}$ aufwiesen. Unsere Untersuchung von möglichst vielen Reaktionskanälen des Systems $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ sollte die Suche nach weiteren Resonanzerscheinungen fortsetzen.

In Kapitel II werden die von uns durchgeführten Experimente zusammen mit den unmittelbaren Ergebnissen kurz beschrieben. Die gemessenen Winkelver-

teilungen der Reaktion $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{20}\text{Ne}$ werden in Kapitel IV mit DWBA-Rechnungen (Distorted-Wave-Born-Approximation) verglichen, wobei sowohl die endliche Reichweite der Wechselwirkung als auch Rückstoßeﬀekte berücksichtigt wurden. Die Drehimpulsanpassung von Eingangs- und Ausgangskanal wird in Kapitel V qualitativ diskutiert und in Kapitel VI quantitativ durch eine Hauser-Feshbach-Analyse beschrieben. In Kapitel VII wird gezeigt, daß bei einer Modifizierung der Hauser-Feshbach-Theorie die gemessenen Winkelverteilungen und Anregungsfunktionen besser wiedergegeben werden. Das dabei verwendete Computerprogramm wird im Anhang kurz erläutert.

II. Experiment

Eine ausführliche Beschreibung des experimentellen Aufbaues und eine Diskussion der erhaltenen Teilchenspektren erfolgte bereits in verschiedenen Berichten unserer Arbeitsgruppe ^{8,9,10}). Beide Themen sollen deshalb an dieser Stelle nur in gekürzter Form behandelt werden.

II.1. Experimenteller Aufbau

Die experimentellen Daten dieser Arbeit wurden am Tandem Van-de-Craaff Beschleuniger des Beschleunigerlaboratoriums der Universität und der Technischen Universität München in Garching aufgenommen. Der mit Hilfe einer Penningquelle erzeugte ^{16}O -Strahl hatte am Targetort eine Intensität von 100-300 nA (Ladungszustand 5^+ bzw. 6^+) und eine räumliche Ausdehnung von etwa 2 mm im Durchmesser.

Als Target dienten freitragende SiO_2 -Folien mit Dicken von 100-150 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$. Ihre Herstellung erfolgte durch Erhitzen von ^{28}Si -Pulver in einer Sauerstoffatmosphäre, wodurch eine wenige Zentimeter über dem Si-Pulver angebrachte Glasplatte mit SiO_2 bedampft wurde. Die Dicke der Folie konnte schon während des Aufdampfvorganges mit Hilfe eines geeichten Schwingquarzes bis auf einen Fehler von $\pm 10\%$ bestimmt werden.

Der Targetort befand sich bei den Messungen der Anregungsfunktionen am Ende des $+10^{\circ}$ -Strahlrohrres in Halle 1, während die Winkelverteilungen in der 80-cm-Streukammer am -10° -Strahlrohr der Halle 1 aufgenommen wurden. Bei den Messungen der Anregungsfunktionen war beabsichtigt, die beim Beschuß von ^{16}O mit ^{16}O entstehenden Reaktionsprodukte zu identifizieren und dabei möglichst hohe Anregungsenergien aller Restkerne zu erfassen. Deshalb wurde am $+10^{\circ}$ -Strahlrohr ein Zählerteleskop verwendet, dessen dE-Zähler aus einem in unserer Gruppe entwickelten Proportionalzählrohr bestand ⁹⁾. Dieses Gasteleskop mußte jedoch in der großen Streukammer durch Halbleiterteleskope ersetzt werden. Auf Grund des größeren Energieverlustes im dE-Zähler wurde deshalb bei der Messung der Winkelverteilung der Nachweis von Teilchen auf den Bereich Kohlenstoff bis Sauerstoff eingeschränkt. Das Teleskop bestand dabei aus Si-Oberflächengrenzschicht-Zählern mit Dicken von 6-10 μm für die dE-Zähler und einer Dicke von 500 μm bei den E-Detektoren.

An beiden Meßplätzen wurde mit Hilfe von Schlitzblenden die Winkelunschärfe der Teleskope in der Reaktionsebene auf $\pm 0.5^{\circ}$ festgelegt, was zusammen mit einer Targetdicke von $120 \mu\text{m}/\text{cm}^2$ eine Energieauflösung von etwa 500 keV zuließ.

Zur Aufnahme der Anregungsfunktionen wurde das von G. Hinderer ¹⁰⁾ beschriebene Verfahren benutzt, d.h. die aus koinzidenten Signalen des dE-Zählers und des E-Zählers gebildete zweidimensionale Matrix wurde mit Hilfe eines Off-line-Computerprogramms in die einzelnen Teilchenspektren zerlegt. Die Messung der Winkelverteilungen geschah mit Hilfe eines On-line-Teilchenidentifizierungsprogramms ¹¹⁾ wodurch die ständige Kontrolle der Teilchenspektren am Display ermöglicht wurde.

Die Bestimmung der Raumwinkel der einzelnen Zählerteleskope erfolgte einerseits durch Ausmessen der geometrischen Verhältnisse und andererseits durch einen Vergleich dieser Werte mit der elastischen Streuung von Sauerstoff an Gold bei den Energien 52 MeV und 56 MeV unter jeweils verschiedenen Winkeln. Unter der Annahme einer reinen Rutherfordstreuung ergab sich dabei eine maximale Abweichung von 8%.

II.2. Auswertung der Daten

Die Auswertung der Teilchenspektren erfolgte an der PDP-15-Rechenanlage des Instituts. Dazu wurde das dort bestehende Computerprogramm CENTRO ¹²⁾ zur Berechnung von differentiellen Wirkungsquerschnitten erweitert, wobei nachstehende Formel verwendet wurde: ¹³⁾

$$\frac{d\sigma(\theta)_{CM}}{d\Omega} = \frac{2.66 \cdot 10^{-4} \cdot N(\theta) \cdot A \cdot R^2 \cdot LZ \cdot G(\theta)}{D \cdot Q \cdot BL} \quad (\text{mb/sr})$$

$N(\theta)$	Teilchenzählrate unter dem Winkel θ
A	Masse des Targetkern (amu)
R	Abstand Targetbrennfleck-Zählerblende (mm)
D	Targetdicke ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)
Q	Eingestrahlte Ladungsmenge (μCb)
LZ	Mittlere Ladungszahl der im Faradaycup gesammelten Teilchen
BL	Blendenöffnung (mm^2)
$G(\theta)$	Umrechnungsfaktor vom Labor- ins Schwerpunkt-System

Der mittlere Ladungszustand der im Faradaycup gesammelten Teilchen wurde nach den beiden in der Diplomarbeit von E. Mathiak ⁹⁾ angeführten Methoden errechnet. Für Sauerstoffionen einer Einschüßenergie von $E_{16O}(\text{Lab})=52 \text{ MeV}$ erhält man damit die Werte 7.6 bzw. 7.4 mit einem Fehler von jeweils 10%.

Der relative mittlere quadratische Fehler F des differentiellen Wirkungsquerschnittes setzt sich im Wesentlichen zusammen aus:

$$F = \sqrt{\left(\frac{\Delta D}{D}\right)^2 + \left(\frac{\Delta LZ}{LZ}\right)^2 + \left(\frac{\Delta Q}{Q}\right)^2 + \left(\frac{\Delta RW}{RW}\right)^2}$$

$\Delta D/D = 10\%$	Targetdicke
$\Delta LZ/LZ = 10\%$	Mittlere Ladungszahl
$\Delta Q/Q = 5\%$	Stromintegrator und Totzeitkorrektur
$\Delta RW/RW = 8\%$	Raumwinkel $RW = BL/R^2$

Diese Fehler ergeben einen Wert $F \approx \pm 17\%$. Es ist darauf hinzuweisen, daß hierbei die Zählstatistik und die Unsicherheit bei der Winkелеinstellung und bei der Trennung der einzelnen Linien im Spektrum nicht berücksichtigt wurde. Bei den in Abschnitt II.4. gezeigten Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen wurde allein der statistische Fehler der experimentellen Daten eingezeichnet.

II.3. Diskussion der Teilchenspektren

Die Reaktionskanäle des Systems $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ wurden von Lithium bis Magnesium unter einem Winkel von $\theta_{\text{CM}} = 30^\circ$ im Energiebereich von $E_{^{16}\text{O}}(\text{Lab}) = 49\text{--}65\text{ MeV}$ gemessen. Die Teilchenspektren von Lithium, Beryllium und Bor zeigten jedoch bei allen Energien eine zu geringe Zählrate, so daß eine Identifizierung von Linien nicht möglich war. Im Magnesium-Spektrum gelang eine solche Zuordnung nur bei sehr hohen Einschußenergien, da die Dreiteilchenreaktion $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, 2\alpha)^{24}\text{Mg}$ einen zu starken Untergrund verursachte ¹⁰⁾.

Die in den Figuren 1-5 gezeigten Teilchenspektren sind auf den Massenbereich Kohlenstoff bis Neon beschränkt und wurden bei einer Einschußenergie von $E_{^{16}\text{O}}(\text{Lab}) = 64\text{ MeV}$ aufgenommen. Zwar treten bei dieser Energie die Linien für hoch angeregte Zustände der Restkerne besser hervor, jedoch weisen

auch gerade diese Spektren einen sehr hohen Untergrund auf, der bei niedrigeren Einschußenergien nicht beobachtet wurde.

II.3.1. Sauerstoff-Spektrum

Das Sauerstoff-Spektrum (Fig.1) zeigt die elastische und inelastische Streuung von ^{16}O an ^{16}O und an ^{28}Si , wobei die Einfach- und Doppelanregung des ^{16}O -Kerns deutlich hervortritt. Unterhalb von 41.7 MeV wird im Spektrum ein kontinuierlicher Untergrund erwartet, der von der Dreiteilchenreaktion $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{12}\text{C}\alpha$ mit einem Q-Wert von -7.2 MeV herrührt. Linien von Neutronentransferreaktionen werden nicht beobachtet.

II.3.2. Kohlenstoff-Spektrum

Die Kohlenstofflinien (Fig.2) wurden drei Gruppen von Zuständen zugeordnet:

- a) der $K^\pi=0^+$ -Bande in ^{20}Ne , wobei ^{12}C im Grundzustand bleibt,
- b) der $K^\pi=0^-$ -Bande in ^{20}Ne , wobei ^{12}C im Grundzustand bleibt,
- c) der $K^\pi=0^+$ -Bande in ^{20}Ne , wobei ^{12}C zum 2^+ -Zustand bei $E^*=4.43$ MeV angeregt wird.

Die Linie bei 4.3 MeV Anregungsenergie wird dem 4^+ -Niveau in $^{20}\text{Ne}^*(E^*=4.25 \text{ MeV})$ zugeordnet, da keine Rückstoßverbreiterung zu beobachten ist.

Eine solche Verbreiterung ist zu erwarten, wenn das beobachtete Teilchen während des Fluges zum Detektor ein Gammaquant aussendet. In Anbetracht der experimentellen Energieauflösung von 500 keV ist die hier getroffene Zuordnung der Linien bei höheren Anregungsenergien nicht eindeutig.

Der kontinuierliche Untergrund im Spektrum ist vermutlich durch den Sauerstoffaufbruch $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha + ^{16}\text{O}$ oder durch Reaktionen an ^{28}Si bedingt.

II.3.3. Neon-Spektrum

Die Linien im Neon-Spektrum (Fig.3) entsprechen den im Kohlenstoff-Spektrum beobachteten Reaktionen bei größerem CM-Winkel. Übergänge der $K^{\pi}=0^{-}$ -Bande und solche über $E^{*}=8.79$ MeV werden jedoch wegen der schlechteren Energieauflösung nicht beobachtet. Der Untergrund im niederenergetischen Teil des Neon-Spektrums wird als Verdampfung von drei Alpha-Teilchen vom Compoundkern ^{32}S interpretiert.

II.3.4. Stickstoff-Spektrum

Im Stickstoff-Spektrum (Fig.4) wurden drei Linien ausgewertet:

- a) die Übergänge zum Grundzustand und zum

ersten angeregten Zustand bei $E^*=0.5$ MeV in ^{17}F ,

- b) die Übergänge zum Grundzustand von ^{18}F und zu den Zuständen niedriger Anregungsenergien in ^{19}F ($E^*=0.0, 0.11, 0.197$ MeV),
- c) die Übergänge zu Zuständen von ^{18}F bei etwa 1 MeV Anregungsenergie ($E^*=0.94, 1.045, 1.082, 1.125$ MeV) und zu Zuständen von ^{19}F ($E^*=1.35, 1.46, 1.56$ MeV).

Linie c) tritt bei allen gemessenen Anregungsenergien als stärkste hervor. Wir vermuten, daß dieser Effekt bedingt ist durch die geringere Drehimpulsfehlانpassung des 5^+ -Zustandes in ^{18}F ($E^*=1.125$ MeV). Das Stickstoff-Spektrum zeigt einen starken Untergrund von Reaktionen an ^{28}Si .

II.3.5. Fluor-Spektrum

Im Fluor-Spektrum (Fig.5) treten wieder die gleichen Übergänge wie im Stickstoff-Spektrum auf. Die Zusammensetzung der Linien ist jedoch, bedingt durch kinematische Verschiebungen, eine andere: Die zweite Linie enthält nur den Grundzustand von ^{18}F , die dritte Linie besteht aus der Grundzustandsgruppe von ^{19}F , der 1-MeV-Gruppe von ^{18}F und den ^{17}F -Zuständen bei $E^*=3.10$ und 3.86 MeV.

II.4. Wirkungsquerschnitte

Die Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Ausgangskanäle des Systems $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ sind in ihrer Größenordnung sehr unterschiedlich. So liegen die größten Wirkungsquerschnitte für einzelne Übergänge im Bereich 1-10 mb/sr und werden bei der elastischen und inelastischen Streuung und in den $^{12}\text{C}-^{20}\text{Ne}$ -Ausgangskanälen beobachtet. Einzelne Übergänge in den N-F-Kanälen haben eine Stärke von etwa 100 $\mu\text{b/sr}$; Wirkungsquerschnitte bei den Li-, Be- und B-Isotopen lassen sich abschätzen zu einer Größenordnung von 10 $\mu\text{b/sr}$. Der in den Teleskopen beobachtete starke Magnesiumzweig, der wahrscheinlich zum größten Teil von der Dreiteilchenreaktion $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{24}\text{Mg})2\alpha$ herrührt, wurde jeweils in den einzelnen Teilchenspektren über die gesamte beobachtbare Anregungsenergie integriert und ergab einen Wirkungsquerschnitt von etwa 5 mb/sr.

In den Figuren 6 bis 10 werden die gemessenen Wirkungsquerschnitte der gut auswertbaren Linien in den Teilchenspektren von Sauerstoff, Kohlenstoff, Neon, Stickstoff und Fluor dargestellt.

II.4.1. Anregungsfunktionen

In allen Anregungsfunktionen (Fig.6-8) wird neben einer angedeuteten Feinstruktur klar eine Grobstruktur sichtbar, die in den meisten Kanälen

ein Maximum in der Gegend von $E_{16O}(\text{Lab})=60 \text{ MeV}$ aufweist. Am ausgeprägtesten zeigt sich diese Grobstruktur im $^{12}\text{C}-^{20}\text{Ne}^*(4.25 \text{ MeV})$ -Kanal. Ihre erste Resonanz bei $E_{16O}(\text{Lab})=52 \text{ MeV}$ wurde auch von Singh et al. nachgewiesen ⁷⁾. Durch die Beobachtung der zweiten Struktur bei $E_{16O}(\text{Lab})=60 \text{ MeV}$ wird die Form der Anregungsfunktion für diesen $^{12}\text{C}-^{20}\text{Ne}$ -Kanal sehr ähnlich der in Yale ¹⁾ bei $\theta_{\text{CM}}=90^\circ$ gemessenen Anregungsfunktion der elastischen Streuung (Fig.22).

Alle Anregungsfunktionen haben die Eigenschaft, daß sich ihre Strukturen bei den beiden gemessenen CM-Winkeln gleichen, ihre Größe jedoch zu kleineren CM-Winkeln hin abnimmt.

II.4.2. Winkelverteilungen

Winkelverteilungen der Ausgangskanäle des Systems $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ wurden für den Massenbereich von Kohlenstoff bis Sauerstoff bei einer Einschußenergie von $E_{16O}(\text{Lab})=51.5 \text{ MeV}$ gemessen, konnten jedoch für Stickstoff wegen zu geringer Zählrate nicht ausgewertet werden. Figur 9 zeigt die Winkelverteilungen der elastischen und der inelastischen Streuung. Die durchgezogene Linie ist das Resultat einer Rechnung nach dem Optischen Modell mit den von Siemssen ²⁾ angegebenen Parameterwerten (Tabelle II,a)).

Die experimentellen Ergebnisse der Reaktion $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{20}\text{Ne}$ werden in Figur 10 dargestellt.

Fast alle Winkelverteilungen zeigen einen wenig strukturierten Verlauf und fallen im hier gemessenen Winkelbereich insgesamt um eine Größenordnung ab. Eine Ausnahme bilden der elastische Kanal und der ^{12}C - $^{20}\text{Ne}(\text{g.s.})$ -Kanal, in deren Winkelverteilungen starke Strukturen beobachtbar sind.

III. Allgemeines zur Analyse der Daten

Die in dieser Arbeit gezeigten Teilchenspektren deuten darauf hin, daß die Schwerionen-Produkte des Systems $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ im Massenbereich von Kohlenstoff bis Neon vorwiegend durch Zweiteilchenreaktionen entstehen. Ein wesentlicher Beitrag von Dreiteilchenreaktionen wurde jedoch für die hier betrachteten Einschußenergien von $E_{^{16}\text{O}}(\text{Lab}) = 49\text{--}65 \text{ MeV}$ im Magnesium-Spektrum beobachtet ¹⁰⁾. Offensichtlich kann die durch den Q-Wert begünstigte Dreiteilchenreaktion $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O} \rightarrow ^{24}\text{Mg} + 2\alpha$ die in das System gebrachten hohen Drehimpulse am ehesten aufnehmen. Auch die in Gamma-spektren identifizierten starken Übergänge in ^{27}Al werden als Dreiteilchenreaktion $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O} \rightarrow ^{27}\text{Al} + \alpha + p$ interpretiert ¹⁴⁾.

Einen allgemeinen Überblick von den Q-Werten der Reaktionskanäle des Systems $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ vermitteln die Figuren 11 und 12. In Figur 11 wurden zum Vergleich auch die Q-Werte der Zweiteilchenreaktionen der benachbarten Systeme $^{14}\text{N} + ^{14}\text{N}$ und $^{18}\text{O} + ^{18}\text{O}$ eingezeichnet.

Die weitere Untersuchung der Reaktionskanäle des Systems $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ beschränkt sich auf die Diskussion von Zweiteilchenreaktionen. Betrachtet wird die Reaktion



Die ungestrichenen Größen bezeichnen den Eingangskanal, die gestrichenen den Ausgangskanal. Dabei wird ein Kanal c bei unpolarisiertem Strahl und Target definiert durch

$$c = (a, I, i, s, l, J, \pi)$$

a beschreibt das Teilchenpaar und seinen Anregungszustand,

I, i sind die jeweiligen Spins der Teilchen 1 und 2 in Einheiten von $\hbar$,

s ist der Kanalspin

$$\vec{s} = \vec{I} + \vec{i}$$

l, J sind der Bahndrehimpuls bzw. der Gesamtspin des Teilchenpaares a

$$\vec{J} = \vec{l} + \vec{s} = \vec{l} + \vec{I} + \vec{i}$$

π ist die Gesamtparität des Kanals c , d.h. das Produkt von $(-1)^l$ und den Paritäten des Teilchenpaares a .

Bei der elastischen Streuung von identischen Bosonen (wie $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$) ist die Winkelverteilung symmetrisch um $\theta_{\text{CM}} = 90^\circ$, da in die Berechnung der Streuamplitude nur Partialwellen mit geraden l -Werten eingehen. Das hat einerseits den Vorteil, daß eine Analyse dieser Streuung weniger Partialwellen zu berücksichtigen hat; andererseits wird dadurch bei Kernreaktionen die Unterscheidung von direkten und Compoundprozessen erschwert, da wegen der Erhaltung der Gesamtparität des Systems auch

die Winkelverteilungen der Reaktionsprodukte symmetrisch um $\Theta_{CM}=90^\circ$ sind.

Bei der Streuung von schweren Ionen an schweren Ionen darf man annehmen, daß sich die Bewegung des Projektils durch eine klassische Bahn beschreiben läßt, und daß bei Stoßparametern, die einen kritischen Wert unterschreiten, starke Absorption auftritt. Aus diesem Grund läßt sich ein großer Teil der elastischen Streuung schwerer Ionen mit Hilfe des Diffraktionsmodelles erklären ¹⁵⁾. Daneben sollte die Bildung von Compoundkernen begünstigt sein, da bei relativ kleinen Geschwindigkeiten des schweren Projektils große Energien auf das Target gebracht werden.

Der beim Beschuß von ^{16}O mit ^{16}O vorherrschende Reaktionsmechanismus soll an Hand von drei Modellvorstellungen untersucht werden:

- a) dem direkten Teilchentransfer,
 - b) der statistischen Theorie des Compoundkerns,
 - c) einer modifizierten Compoundkerntheorie,
- die in Kapitel VII näher beschrieben wird.

Dabei ist insbesondere die Frage nach dem Zusammenhang der Grobstruktur der Anregungsfunktion der elastischen Streuung und der im $^{12}\text{C}-^{20}\text{Ne}^*(4^+)$ -Kanal beobachteten zu diskutieren.

IV. DWBA-Rechnungen

Es ist naheliegend, die ($^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}$)-Reaktion als direkten α -Transfer aufzufassen. DWBA-Rechnungen, die auf dieser Vorstellung eines Einstufenprozesses basierten, wurden von Arima ¹⁶⁾ für den 0^+ -, den 2^+ - und den 4^+ -Zustand von ^{20}Ne ausgeführt. Auf Grund mangelnder experimenteller Daten und der Benützung eines DWBA-Codes mit Zero-Range-Näherung und Vernachlässigung des Rückstoßeffektes konnten jedoch keine spektroskopischen Faktoren angegeben werden. Ihre in Tabelle I aufgeführten Werte resultieren aus Untersuchungen von α -Breiten des Kerns ^{20}Ne ¹⁷⁾ und aus der ($^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}$)-Reaktion an ^{40}Ca ¹⁸⁾.

Wegen der großen Masse und der Ausdehnung schwerer Ionen sollten in einer DWBA-Rechnung die Effekte des Rückstoßes und der endlichen Reichweite der Transferwechselwirkung berücksichtigt werden. Entsprechende Rechenprogramme sind in jüngster Zeit entwickelt worden ¹⁹⁾. Mit Hilfe eines solchen verbesserten Programms wurde erneut die Reaktion $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{20}\text{Ne}^*(0^+, 2^+, 4^+)$ untersucht.

Die beiden identischen Teilchen im Eingangskanal erforderten dabei eine Symmetrisierung der Transferamplitude T , die analog zum Fall der elastischen Streuung vorgenommen wurde:

$$T^S(\theta) = T^A(\theta) + T^A(\pi - \theta)$$

Die Indizes S und A bezeichnen die symmetrisierte bzw. die nicht symmetrisierte Transferamplitude. Für die Rechnung wurde der von DeVries beschriebene Code ¹⁹⁾ entsprechend abgeändert.

Bei den vier Nukleonen des transferierten α -Teilchens wird angenommen, daß sie sich jeweils in einem Os-Zustand mit den bekannten α -Bindungsenergien befinden. In Tabelle I sind die entsprechenden Schalenmodell-Konfigurationen angeführt, zusammen mit den L-Werten und der Knotenzahl N, die sich aus der Formel

$$2N + L = \sum_{i=1}^4 (2n_i + l_i)$$

ergeben. Das benutzte DWBA-Programm berechnet die Wellenfunktionen der gebundenen Zustände in ^{16}O und ^{20}Ne durch Lösen der entsprechenden Schrödinger-Gleichungen mit den geeigneten Wood-Saxon Potentialen. Dabei wird die Tiefe der Potentiale iterativ angepaßt, um die gegebenen Bindungsenergien zu erhalten. Vorgegeben werden dazu ein Diffuseness-Parameter a von 0.5 fm und ein Radius-Parameter r_0 von 1.0 fm ($R=r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$).

Die für den Ein- und Ausgangskanal benötigten Parameter des Optischen Potentials stammen aus einer Arbeit von Siemssen ²⁾, wobei für das Potential des $^{12}\text{C}-^{20}\text{Ne}$ -Kanals die Werte der elastischen Streuung von ^{14}N an ^{16}O verwendet wurden (Tabelle II, b)).

Figur 13 zeigt das Resultat der DWBA-Rechnungen für die Reaktion $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{20}\text{Ne}^*(0^+, 2^+, 4^+)$ mit den in Tabelle I angegebenen spektroskopischen Faktoren. Ein Vergleich der absoluten Wirkungsquerschnitte zeigt zwar keine besonders gute Übereinstimmung von Rechnung und Experiment, doch sind die gerechneten Werte auch mit großen Unsicherheiten behaftet. Dies betrifft insbesondere die Optischen Modell-Parameter für die Berechnung der Streuwellen im Eingangs- und Ausgangskanal und der Wellenfunktionen der gebundenen Zustände des α -Teilchens im ^{16}O - und ^{20}Ne -Kern. Auch läßt ein Vergleich der relativen Verhältnisse keine feste Aussage zu, da die experimentellen Daten für die zuverlässigeren Bereiche kleiner Winkel fehlen. Allein die Form der Winkelverteilungen mag vielleicht andeuten, daß die in der Rechnung gemachte Annahme eines Einstufenprozesses nicht zutrifft. So fällt der gerechnete Wirkungsquerschnitt nach größeren Winkeln hin stärker ab. Auch wird die deutliche Struktur bei $\theta_{\text{CM}} = 90^\circ$ in der Rechnung für den 2^+ - und den 4^+ -Zustand von ^{20}Ne im Experiment nicht beobachtet.

Die Frage, ob es sich bei der $(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})$ -Reaktion an ^{16}O um einen direkten α -Transfer handelt, kann durch diese Rechnungen nicht eindeutig beantwortet werden. Rechnungen für höhere Kanalspins und für Anregungsfunktionen würden schlüssigere Aussagen zulassen. Solche sind jedoch wegen der zu großen

Rechenzeit des hier verwendeten DWBA-Codes nicht möglich.

Vergleicht man die in dieser Arbeit gemessene ($^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}$)-Reaktion mit der ($^7\text{Li}, t$)- und der ($^6\text{Li}, d$)-Reaktion an ^{16}O (^{20}Ne), so fällt die dort beobachtete starke Anregung der $K^\pi = 0^-$ -Bande in ^{20}Ne besonders auf. Diese Bande ist in unserem ^{12}C -Spektrum vergleichsweise schwach angeregt und kann im ^{20}Ne -Spektrum überhaupt nicht identifiziert werden. Weiterhin ergibt eine vor kurzem erschienene Untersuchung von α -Breiten des Korns ^{20}Ne (^{17}Ne) einen größeren spektroskopischen Faktor für die $K^\pi = 0^-$ -Bande als für die Grundzustandsbande $K^\pi = 0^+$. Dies läßt den Schluß zu, daß möglicherweise bei der hier gemessenen ($^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}$)-Reaktion an ^{16}O kompliziertere Prozesse als der direkte α -Transfer eine Rolle spielen, weshalb im folgenden der Versuch unternommen wurde, die Reaktion $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{20}\text{Ne}^*$ im Rahmen des Compoundkernbildes zu verstehen.

V. Untersuchung der Drehimpulsanpassung von Ausgangs- und Eingangskanal

In Kapitel I wurde schon auf die Bedeutung von Drehimpulseffekten bei Reaktionen mit schweren Ionen hingewiesen. Diese Effekte sollen nun für die stärksten im Experiment beobachteten Ausgangskanäle des Systems $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ untersucht werden.

Nach dem Compoundkernmodell ist die Stärke eines Ausgangskanals bestimmt durch die Größe des entsprechenden Transmissionskoeffizienten T_c . Diesen erhält man mit Hilfe des Optischen Modells aus der Berechnung der elastischen Streuung im jeweiligen Kanal c. Enthält das Optische Potential keinen Spin-Bahn-Term, dann ist der Transmissionskoeffizient T_c unabhängig vom Kanalspin s , also nur eine Funktion des Bahndrehimpulses l .

Identische Teilchen mit Spin Null im Eingangskanal haben zur Folge, daß der Spin des Compoundkerns J nur geradzahlige Werte annehmen kann mit $J=l$, wobei l den Bahndrehimpuls des Eingangskanals bezeichnet. Verwendet man für die elastische Streuung von ^{16}O an ^{16}O das Optische Potential a) von Tabelle II, so zeigt Figur 14, daß in dem hier zu untersuchenden Energiebereich von $E_{^{16}\text{O}}(\text{Lab}) = 49-65$ MeV das Verhalten der Transmissionskoeffizienten für den Gesamtspin $J=16, 18$ und 20 eine wesentliche Rolle spielt. Ist der Kanalspin s'

ungleich Null, dann gilt für den Bahndrehimpuls l' des Ausgangskanals

$$|J-s'| \leq l' \leq J+s' \quad \text{mit} \quad |I'-i'| \leq s' \leq I'+i'$$

In Figur 12 wird der Verlauf der Transmissionskoeffizienten für die stärksten im Experiment beobachteten Ausgangskanäle unter der Bedingung

$$l' = J-s' \quad \text{mit} \quad s' = I'+i'$$

gezeigt. Dieser Fall stellt jeweils die bestmögliche Anpassung an den Eingangskanal dar.

Die dabei verwendeten Optischen Potentiale sind in Tabelle II aufgeführt. Mangelnde experimentelle Daten der elastischen Streuung von Kohlenstoff an Neon und von Fluor an Stickstoff machten es erforderlich, die Parameterwerte des Optischen Modells für diese Ausgangskanäle durch Werte von elastischen Streuungen mit ähnlichen Massenverhältnissen zu ersetzen (Potential a) für $^{12}\text{C}-^{20}\text{Ne}$ -Kanal).

Definiert man die Drehimpulsanpassung von Eingangs- und Ausgangskanal durch den jeweiligen Abstand der entsprechenden Transmissionskoeffizienten, so ist aus Figur 14 ersichtlich, daß neben dem elastischen Kanal nur wenige Ausgangskanäle die hohen Spinwerte des Compoundkerns aufnehmen können. Insbesondere sind dies der inelastische Kanal (3^-) und die $^{12}\text{C}-^{20}\text{Ne}^*(2^+, 4^+)$ -Kanäle, für die demnach die höchsten Wirkungsquerschnitte zu erwarten sind, was

durch das Experiment bestätigt wird. Daneben wird in Figur 14 angedeutet, daß die Drehimpulsfehlanpassung von Ausgangskanälen mit großem Kanalspin s' für höhere Einschußenergien - und damit steigendem Maximalspin J - kleiner wird. In der Tat wächst auch der Wirkungsquerschnitt für den $^{12}\text{C}-^{20}\text{Ne}^*(6^+)$ -Kanal oberhalb von $E_{^{16}\text{O}}(\text{Lab})=60 \text{ MeV}$ stark an, wie nach der besseren Anpassung des Drehimpulses in diesem Energiebereich zu erwarten ist.

Diese qualitativen Überlegungen zur Drehimpulsanpassung von Eingangs- und Ausgangskanal mit Hilfe von Transmissionskoeffizienten werden in der folgenden Hauser-Feshbach-Analyse mehr quantitativ behandelt.

VI. Hauser-Feshbach-Rechnungen

Der differentielle Wirkungsquerschnitt einer Reaktion mit dem Anfangszustand α und dem Endzustand α' kann nach Legendre-Polynomen $P_L(\cos\theta)$ entwickelt werden 21):

$$\frac{d\sigma_{\alpha\alpha'}}{d\Omega}(E, \theta) = C(\alpha, E) \cdot \sum_{Lss'} B_L(\alpha's', \alpha s; E) \cdot P_L(\cos\theta) \quad (1)$$

$$C(\alpha, E) = (4k^2 \cdot (2I+1) \cdot (2i+1))^{-1}$$

$$B_L(\alpha's', \alpha s; E) = (-1)^{s-s'} \sum_{J_1 J_2 \pi_1 \pi_2 l_1 l_2 l'_1 l'_2}$$

$$\bar{Z}(l_1 J_1 l_2 J_2; sL) \cdot \bar{Z}(l'_1 J_1 l'_2 J_2; s'L) \cdot$$

$$\text{Realteil } (U(E))_{\alpha s l_1, \alpha' s' l'_1}^{J_1 \pi_1} \cdot U^*(E)_{\alpha s l_2, \alpha' s' l'_2}^{J_2 \pi_2}$$

Die Drehimpulskopplungskoeffizienten $\bar{Z}$ unterscheiden sich von den Z-Koeffizienten von Blatt und Biedenharn nur durch einen Phasenfaktor:

$$Z(l_1 J_1 l_2 J_2; sL) = i^{L-l_1+l_2} \cdot \bar{Z}(l_1 J_1 l_2 J_2; sL)$$

Im folgenden wird das Reaktionsmatrizelement $U(E)_{\alpha s l, \alpha' s' l'}^{J\pi}$ durch die Schreibweise $U_{cc'}(E)$ abgekürzt.

Bei der Ableitung der Hauser-Feshbach-Formel aus (1) wird das Matrizelement $U_{cc'}$ ausgedrückt durch

$$U_{cc'}(E) = e^{-i(\varphi_c + \varphi_{c'})} \cdot (d_{cc'}^{-i} \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{\lambda c}^{1/2} \cdot \Gamma_{\lambda c'}^{1/2}}{E - E_{\lambda} + i\Gamma_{\lambda}/2}) \quad (2)$$

Die Phasen φ_c beschreiben hier die nicht-resonante Streuung im Kanal c; $\Gamma_{\lambda c}$ und $\Gamma_{\lambda} = \sum_c \Gamma_{\lambda c}$ sind die Partialbreite bzw. die totale Zerfallsbreite der Compoundkernzustände λ bei der Energie E_{λ} .

Gleichung (2) gilt nur, falls

$$2\pi \langle \Gamma_{\lambda c} \rangle / D^{J\pi} \ll 1 \quad (3)$$

wobei $\langle \Gamma_{\lambda c} \rangle$ die mittlere Partialbreite und $D^{J\pi}$ den mittleren Abstand der Compoundkernzustände λ , mit dem Spin J und der Parität π , in einem Energieintervall Δ bezeichnet. Diese Bedingung (3) ist erfüllt bei einzelnen, sich nicht überlappenden Compoundkernzuständen, muß aber nicht notwendigerweise auf diesen Fall beschränkt bleiben: Sind ausreichend viele Ausgangskanäle offen, so kann für jeden die Bedingung (3) gelten, während die totale Zerfallsbreite Γ_{λ} größer als $D^{J\pi}$ ist.

Man erhält eine Beziehung zwischen den Transmissionskoeffizienten T_c des optischen Modells und den Größen $\langle \Gamma_{\lambda c} \rangle / D$, wenn man die Diagonalelemente U_{cc} über das Energieintervall Δ mittelt ²²⁾:

$$\begin{aligned} \langle U_{cc} \rangle &= \exp(-2i\varphi_c) \cdot (1 - \pi \langle \Gamma_{\lambda c} \rangle / D) \\ T_c &:= 1 - |\langle U_{cc} \rangle|^2 \\ &= 2\pi \langle \Gamma_{\lambda c} \rangle / D - \pi^2 \langle \Gamma_{\lambda c} \rangle^2 / D^2 \end{aligned}$$

Daraus folgt

$$2\pi \langle \Gamma_{\lambda c} \rangle / D = 2 \cdot (1 - \sqrt{1 - T_c}) \quad (4)$$

Die Anwendung der Hauser-Feshbach-Theorie auf Reaktionen mit schweren Ionen bei Energien weit oberhalb der Coulombschwelle wird problematisch, da in diesem Fall die Größe der Transmissionskoeffizienten T_c nahe bei Eins liegt, wodurch die Bedingung (3) nicht mehr erfüllt wird. An dieser Stelle soll nun die Annahme gemacht werden, daß Gleichung (2) auch für $T_c \approx 1$ noch annähernd gültig ist, was durch den bisherigen Erfolg der Hauser-Feshbach-Theorie bei Schwerionenreaktionen gerechtfertigt scheint ²³⁾.

Macht man weiterhin die Annahmen, daß

- a) die Phasen von $\Gamma_{\lambda c}^{1/2}$ Zufallsgrößen sind,
- b) keine Interferenzen von verschiedenen Partialwellen auftreten (diese Annahme werden wir später aufgeben),

so erhält man für den gemittelten differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\left\langle \frac{d\sigma_{\alpha\alpha'}}{d\Omega} \right\rangle = C(\alpha, B) \cdot \sum_{Lss} \langle B_L(\alpha' s', \alpha s) \rangle \cdot P_L(\cos\theta) \quad (5)$$

$$\langle B_L(\alpha' s', \alpha s) \rangle = (-1)^{s-s'} \sum_{J\pi 11'} \bar{Z}(1J1J; sL) \cdot$$

$$\bar{Z}(1'J1'J; s'L) \cdot \frac{2(1-\sqrt{1-T_1(\alpha)}) \cdot (1-\sqrt{1-T_1(\alpha')})}{\sum_{1''\alpha''} J\pi (1-\sqrt{1-T_1(\alpha'')})}$$

Die aus der Compoundkerntheorie folgende Formel (4) soll hier beibehalten werden, obwohl sie gegen-

über der geläufigeren Formel

$$2\pi \langle \Gamma_{\lambda c} \rangle / D = T_c \quad (4')$$

- die für $T_c \ll 1$ aus (4) folgt - einen zu großen Absorptionswirkungsquerschnitt liefert. Hierbei können Unterschiede bis zu einem Faktor 2 auftreten. Daneben sagt Formel (4) im Vergleich zu Formel (4') einen erhöhten Zerfall in stark absorbierende Kanäle voraus.²⁴⁾

Es ist darauf hinzuweisen, daß in Gleichung (5) keine Spin-Bahn-Wechselwirkung berücksichtigt ist, d.h. $T_c = T_1$ (siehe Kapitel V), und daß der mit (5) berechnete Wirkungsquerschnitt für $\alpha = \alpha'$ nur den compoundelastischen Anteil enthält. Es sei weiterhin bemerkt, daß für den Fall identischer Teilchen im Eingangskanal Gleichung (5) mit einem Faktor 2 versehen werden muß, da die Summation in (5) nur auf gerade Werte der einlaufenden Partialwellen beschränkt ist. Ein weiterer Faktor 2 wird notwendig, wenn die Teilchen im Ausgangskanal vom Detektor nicht unterschieden werden können, also bei der elastischen und bei der inelastischen Streuung. Die Korrektur der Breite-Fluktuation blieb unberücksichtigt.

Der Nenner $\sum_{l \sim \alpha} J\pi$ von Gleichung (5) umfaßt alle möglichen Zerfallskanäle des Compoundkernzustandes λ mit dem Spin J und der Parität π . Da einerseits nicht alle Ausgangskanäle bekannt sind und zum

anderen die Berechnung von $\sum_{l \sim \alpha} J^{\pi}$ für alle J sehr zeitraubend ist, werden nur die Schwerionenkanäle berücksichtigt und die J -Werte auf den Bereich von $J=14-24$ eingeschränkt. Wir nehmen also an, daß die partiellen Wirkungsquerschnitte mit $J \leq 12$ in dem zu betrachtenden Energiebereich von $E_{16O}(\text{Lab})=49-65$ MeV keinen wesentlichen Beitrag zum gesamten Wirkungsquerschnitt liefern, da für diese J -Werte sehr viele Ausgangskanäle offen sind. Zum anderen ist zu erwarten, daß die in der Rechnung verwendeten Ausgangskanäle (Tabelle III) für hohe J -Werte den Nenner $\sum_{l \sim \alpha} J^{\pi}$ ausreichend genau beschreiben. Bei den von Siemssen vorgeschlagenen Parameterwerten des Optischen Modells für die elastische Streuung von ^{16}O an ^{16}O wurde das imaginäre Potential W etwas vergrößert (Tabelle II, b), um den shape-elastischen Anteil der Streuung zu verringern (Fig.15). Die Vorstellung dabei war, einen Teil der shape-elastischen Streuung durch den Compoundanteil zu ersetzen. Die geringfügige Vergrößerung des imaginären Potentials W bringt nur eine unwesentliche Veränderung der Transmissionskoeffizienten T_1 mit sich (Fig.15).

Zur Beschreibung des $^{12}\text{C}-^{20}\text{Ne}$ -Kanals wurde das entsprechende Potential b) von Tabelle II verwendet, welches mit verringerten Radius-Parametern $r_0=r_I=1.27$ fm auch für den $^{24}\text{Mg}-^8\text{Be}$ -Kanal und den $^{28}\text{Si}-\alpha$ -Kanal benutzt wurde. Mit den Radius-

Parametern $r_0=r_I=1.31$ fm wäre der $^{24}\text{Mg}-^8\text{Be}$ -Kanal stärker als der $^{12}\text{C}-^{20}\text{Ne}$ -Kanal, was im Experiment nicht beobachtet wurde.

Die Ergebnisse der Hauser-Feshbach-Rechnungen werden durch die unterbrochenen Linien in den Figuren 16 bis 20 dargestellt. Die Winkelverteilungen (Fig. 16 und 17) zeigen erwartungsgemäß einen flachen Verlauf ($\sim \sin^{-1}(\theta)$), der jedoch nur bei hohen Kanal spins (z.B. im $^{12}\text{C}-^{20}\text{Ne}^*(6^+)$ -Kanal) mit den experimentellen Daten übereinstimmt. Bei den Anregungsfunktionen (Fig. 18-20) liegen die errechneten Wirkungsquerschnitte für die unterschiedlichen Ausgangskanäle allgemein in der richtigen Größenordnung, obgleich die im Experiment erkennbaren Grobstrukturen kaum wiedergegeben werden.

Da die Stärken vieler strukturell verschiedener Ausgangskanäle ungefähr richtig beschrieben werden, scheint die statistische Annahme für den Reaktionsmechanismus zuzutreffen. Das bedeutet, daß sich im Zwischenkern zumindest annähernd ein Gleichgewicht zwischen den verschiedenen Schwerionenkanälen einstellen kann. Die Form der Winkelverteilungen und die Struktur der Anregungsfunktionen werden andererseits nicht richtig wiedergegeben. Dieser Mangel an Übereinstimmung veranlaßte uns zu einer Modifizierung der Hauser-Feshbach-Theorie.

VII. Modifizierte Hauser-Feshbach-Rechnungen

Der entscheidende Mangel der Hauser-Feshbach-Rechnung die experimentellen Daten zu beschreiben, soll mit Hilfe von Figur 21 dargelegt werden. Sie zeigt die nach Gleichung (5) berechneten partiellen Wirkungsquerschnitte für den elastischen Kanal bei $\theta_{CM}=90^\circ$ für $J=16, 18$ und 20 . Hier wurden zur Berechnung des Nenners $\sum_{l''\alpha''} J\pi$ von Gleichung (5) nur die im Experiment beobachteten starken Ausgangskanäle verwendet (in Tabelle III mit + gekennzeichnet). Eine inkohärente Summierung der partiellen Wirkungsquerschnitte von Figur 21, wie es die Hauser-Feshbach-Theorie vorschreibt, würde eine wesentliche Eigenschaft der experimentellen Daten (unterbrochene Linie in Figur 22) nicht wiedergeben. Gemeint ist die beobachtete ausgeprägte Grobstruktur der Anregungsfunktion. Andererseits ist an Hand von Figur 21 denkbar, daß eine kohärente Summierung der partiellen Wirkungsquerschnitte, mit der Möglichkeit zu konstruktiver und destruktiver Interferenz, die Anregungsfunktion beschreiben könnte.

Um dieses Verhalten näher zu untersuchen, werden die üblichen Annahmen der Hauser-Feshbach-Theorie wie folgt geändert:

Es wird angenommen, daß

- a) die Phase von $\Gamma_{\lambda c}^{1/2}$ in Gleichung (2) für die Mittelung über die Compoundkernzustände λ weiterhin eine Zufallsgröße ist, jedoch
- b) Interferenzen zwischen verschiedenen Partialwellen möglich sind. Wir nehmen dazu an, daß die Kanalphase φ_c durch die reelle Phase des Optischen Modells δ_c^R und durch die Coulombphase σ_c bestimmt wird

$$\varphi_c = \delta_c^R + \sigma_c$$

Das hat zur Folge, daß für $\langle B_L \rangle$ in Gleichung (5) die Interferenzterme nicht mehr verschwinden, sondern explizit berücksichtigt werden müssen:

$$\langle B_L(\alpha' s', \alpha s) \rangle = (-1)^{s-s'} \sum_{J_1 J_2 \pi_1 \pi_2 l_1 l_2 l'_1 l'_2} \quad (6)$$

$$Z(l_1 J_1 l_2 J_2; sL) \cdot Z(l'_1 J_1 l'_2 J_2; sL).$$

$$\text{Realteil} \left(\langle U_{\alpha s l_1, \alpha s' l'_1}^{J_1 \pi_1} \rangle \cdot \langle U_{\alpha s l_2, \alpha' s' l'_2}^{J_2 \pi_2} \rangle^* \right)$$

Das Matrixelement $\langle U_{cc} \rangle$ sei ausgedrückt durch

$$\langle U_{\alpha s l, \alpha' s' l'}^{J \pi} \rangle = e^{-i(\varphi_l(\alpha) + \varphi_l'(\alpha'))} \cdot \left(\frac{2(1 - \sqrt{1 - T_1(\alpha)}) \cdot (1 - \sqrt{1 - T_1'(\alpha')})}{\sum_{l'' \alpha''} J \pi (1 - \sqrt{1 - T_1''(\alpha'')})} \right)^{1/2}$$

Annahme a) sieht die Wechselwirkung zwischen Projektil und Target als statistischen Prozeß, während Annahme b) auf der Vorstellung eines direkten Prozesses beruht. Zur Begründung dieser sich zunächst widersprechenden Annahmen machen wir uns folgendes Bild vom Reaktionsmechanismus:

Der innere Bestandteil des Projektils (core) fliegt in einer durch das Potential vorgegebenen Bahn am Targetkern vorbei. Das rechtfertigt die Annahme einer Phasenbeziehung zwischen einlaufender und auslaufender Welle mit der Möglichkeit zur Interferenz. Zugleich wird die These der Unabhängigkeit von Bildung und Zerfall des Zwischenzustandes aufgegeben. Während der Vorbeiflugzeit treten die äußeren Nukleonen des Projektils mit dem Targetkern in Wechselwirkung. Die Zeitdauer dieser Wechselwirkung entscheidet, ob sich dabei ein statistisches Gleichgewicht einstellen kann. Dazu ist die Vorbeiflugzeit mit der Umordnungszeit von Nukleonen zu vergleichen: Die Geschwindigkeit des Projektils ist ungefähr $(2 \text{ MeV/Nukleon})^{1/2}$, die Geschwindigkeit eines Nukleons an der Kernoberfläche in der Größenordnung von $(30 \text{ MeV/Nukleon})^{1/2}$, d.h. etwa um einen Faktor 4 größer als die Geschwindigkeit des Projektils. Das rechtfertigt die Vorstellung, daß während der Vorbeiflugzeit eine beträchtliche Umordnung der äußeren Nukleonen stattfindet. Andererseits ist die Zahl 4 für sta-

tistische Prozesse zu klein, so daß die Annahme eines statistischen Gleichgewichtes in diesem Bild nur in sehr grober Näherung richtig sein kann.

Berechnet man den gemittelten differentiellen Wirkungsquerschnitt mit Gleichung (6) für $J=14-24$ und den oben genannten starken Ausgangskanälen für den Nenner $\sum \frac{J\pi}{1''\alpha''}$, dann erhält man die in Figur 23 dargestellten Ergebnisse für den elastischen Kanal und den $^{12}\text{C}-^{20}\text{Ne}^*(4^+)$ -Kanal bei $\Theta_{\text{Lab}}=45^\circ$. Beim Vergleich mit dem Experiment (Fig.22) wird deutlich, daß mit den modifizierten Annahmen a) und b) die Breiten als auch die Spitze-zu-Tal-Verhältnisse der Grobstrukturen gut wiedergegeben werden. Der Fortschritt gegenüber der normalen Hauser-Feshbach-Rechnung ist offensichtlich.

Beim elastischen Kanal wurde bei dieser Betrachtung der Einfluß der shape-elastischen Streuung vernachlässigt, der, wie Figur 15 zeigt, mit wachsender Einschußenergie abnimmt. Der gesamte Wirkungsquerschnitt sollte bei dieser modifizierten Hauser-Feshbach-Rechnung eigentlich eine kohärente Summe von shape-elastischem und compound-elastischem Anteil sein.

Mit dem Ziel, die Absorption der einzelnen Partialwellen - und damit den absoluten Wirkungsquerschnitt - realistischer zu beschreiben, wurden bei den folgenden Rechnungen alle in Tabelle III angeführten Zustände in der Summe $\sum \frac{J\pi}{1''\alpha''}$ von Gleichung

(5) berücksichtigt. Die Figuren 16 und 17 zeigen den Vergleich dieser Rechnungen bei $E_{160}(\text{Lab}) = 51.5 \text{ MeV}$ (durchgezogene Linie) mit den experimentellen Daten der Winkelverteilungen. Wie bei der normalen Hauser-Feshbach-Rechnung kann eine befriedigende Übereinstimmung der relativen Wirkungsquerschnitte erzielt werden. Wesentliche Verbesserungen werden jedoch bei der Wiedergabe des absoluten Wirkungsquerschnittes und insbesondere bei der Form der Winkelverteilungen erreicht. Auch beim Vergleich der gerechneten und gemessenen Anregungsfunktionen (Fig.18-20) zeigt sich die modifizierte Hauser-Feshbach-Rechnung (durchgezogene Linie) der normalen Hauser-Feshbach-Rechnung (gestrichelte Linie) überlegen, besonders in der Beschreibung der im Experiment beobachteten Grobstruktur.

In diesen Rechnungen wird die Absorption der einlaufenden Wellen durch die Anzahl der offenen Kanäle beschrieben, und die Drehimpulsanpassung von Eingangs- und Ausgangskanal wird explizit durch die entsprechenden Transmissionskoeffizienten berücksichtigt. Dazu ist jedoch die Kenntnis aller wichtigen Ausgangskanäle - zusammen mit den Parameterwerten des Optischen Modells - erforderlich. Die in Tabelle III angegebenen Endzustände beschreiben offensichtlich die Absorption der einlaufenden Partialwellen recht gut für Einschüßenergien von

$E_{16O}(\text{Lab}) < 60 \text{ MeV}$. Für Energien von $E_{16O}(\text{Lab}) > 60 \text{ MeV}$ ist dagegen die in der Rechnung angegebene Absorption zu gering. Verursacht wird dieser Effekt vermutlich durch die Beschränkung der Ausgangskanäle auf Reaktionsprodukte mit schweren Ionen, durch die fehlenden Angaben von hoch angeregten Niveaus der Restkerne und durch die Vernachlässigung von Mehrteilchenreaktionen. Eine starke Energieabhängigkeit der Absorption des Compoundkerns (siehe Kapitel I) ist nicht zu erwarten, da man im Energiebereich von $E_{16O}(\text{Lab}) = 49-65 \text{ MeV}$ noch weit genug von der Yrastlinie des Compoundkerns ^{32}S entfernt ist ⁵⁾.

Bei hohen Kanalspins zeigt die normale Hauser-Feshbach-Rechnung in den Winkelverteilungen eine bessere Übereinstimmung mit der Form des Wirkungsquerschnittes. Das bedeutet, daß für niedrige, stark absorbierte Partialwellen, die bei hohen Kanalspins in die Rechnung eingehen, die Annahme $\sigma_c = \sigma_c^R + \sigma_c$ nicht richtig ist. Zudem sollte für diese Partialwellen die Möglichkeit der Interferenz eingeschränkt werden.

VIII. Schlußbemerkungen

In den vorangegangenen Kapiteln IV bis VII wurden die starken Reaktionskanäle des Systems $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ mit Hilfe von drei Modellvorstellungen analysiert:

- a) mit einer DWBA-Rechnung
- b) mit einer Hauser-Feshbach-Rechnung
- c) mit einer modifizierten Hauser-Feshbach-Rechnung

Die Annahme eines direkten Einteilchentransfers ließ keine schlüssige Aussage über den vorherrschenden Reaktionsmechanismus zu. Dagegen konnten mit der gegensätzlichen Vorstellung des Compoundkernmodells die relativen Wirkungsquerschnitte von strukturell verschiedenen Ausgangskanälen wiedergegeben werden. Eine Beschreibung der Form der gemessenen Winkelverteilungen und der im Experiment beobachteten Grobstrukturen in den Anregungsfunktionen war damit jedoch nicht möglich. Dies gelang erst durch eine Änderung der üblichen Annahmen der Hauser-Feshbach-Theorie. In diesem modifizierten Compoundkernbild weist der Reaktionsmechanismus sowohl direkte, als auch statistische Eigenschaften auf: Der direkte Prozeß beschreibt die Form der Winkelverteilungen und die Grobstrukturen der Anregungsfunktionen; der statistische Prozeß bestimmt die mittlere Stärke der Ausgangskanäle.

Die von der Florida-State-Gruppe eingeführte 1-Abhängigkeit des Optischen Potentials erscheint bei diesen Rechnungen als eine Eigenschaft der direkten Kanäle. Verantwortlich dafür ist die Drehimpulsanpassung von Eingangs- und Ausgangskanal, die explizit durch die Größe des Transmissionskoeffizienten beschrieben wird. Bei dieser Vorstellung kann die relative Stärke eines Ausgangskanals direkt aus der Güte der Drehimpulsanpassung abgeschätzt werden. Es wurde jedoch nicht untersucht, inwieweit eine Spinabhängigkeit der Niveaudichte des Compoundkerns ^{32}S ähnliche Resultate liefern könnte.

Bei den modifizierten Hauser-Feshbach-Rechnungen beschreibt das Verhalten der reellen Phase des Optischen Modells die Interferenz von einlaufenden und auslaufenden Partialwellen. Damit hängt das Verhalten der Wirkungsquerschnitte stark von den Parametersätzen ab. Die erfolgreiche Analyse der elastischen Streuung von mittelschweren Kernen mit Hilfe von flachen Optischen Potentialen veranlaßte uns, die von Siemssen vorgeschlagenen Parameterwerte zu verwenden. Damit lassen sich die in den Anregungsfunktionen beobachteten Grobstrukturen als Shape-Resonanzen deuten und bekräftigen die Vermutungen von McVoy et al. und Singh et al. Rechnungen mit anderen Parametersätzen waren auf Grund des großen Rechenaufwandes nicht möglich.

Anhang: Computerprogramm HIT

Um Interferenzen von Partialwellen bei Schwerionenreaktionen zu untersuchen, wurde das Fortran-Programm HIT geschrieben, welches den differentiellen Wirkungsquerschnitt nach Gleichung (6) in Kapitel 7 berechnet. Das Programm läuft im AMOS-Betrieb am IBM-Computer 360/91 des Instituts für Plasma-Physik in Garching und benötigt als Double-Precision-Version einen Kernspeicherbedarf von 132 k bytes.

A1. Berechnung von Racah- und Clebsch-Gordan-Koeffizienten

Die Berechnung der Racah- und Clebsch-Gordan-Koeffizienten erfolgt nach der von J.G. Wills angegebenen Methode ²⁵⁾. Dabei wird jeweils die in beiden Koeffizienten auftretende Summe von Produkten von Fakultäten umgeschrieben als ein Produkt der Form $P \times S$. P enthält nur Produkte von Fakultäten, während S eine einfache Summe ohne Fakultäten darstellt. Verwendet man zur Berechnung von P eine Tabelle der logarithmischen Werte von $n!$, dann ist nur eine Exponentiation durchzuführen. Dadurch wird dieser Code für große J-Werte schneller und genauer als die Berechnung nach herkömmlichen Methoden.

A2. Berechnung von Transmissionskoeffizienten und Phasen

Für die Bestimmung von Transmissionskoeffizienten und Phasen sind zwei Möglichkeiten vorgesehen

- a) die Berechnung nach dem Smooth-Cut-Off-Modell und
- b) die Berechnung nach dem Optischen Modell

A2.1. Smooth-Cut-Off-Modell

Hierbei wird der Transmissionskoeffizient T_1 definiert durch

$$T_1 = 1 - \frac{1}{1 + \exp((l_s - l)/\Delta l)}$$

mit

$$l_s(l_s + 1)\hbar^2 = 2MR^2(E_{CM} - C + Q) \quad (7)$$

M	Reduzierte Masse des Teilchenkanals
R	Kanalradius
E_{CM}	Kinetische Energie im CM-System
C	Energie der Coulombschwelle
Q	Grundzustands-Q-Wert der Reaktion + Anregungsenergien der Teilchen im Ausgangskanal

Δl kann direkt angegeben oder aus einem vorgegebenen Δr_0 mittels Gleichung (7) bestimmt werden.

Für die Kanalphasen φ wird die Annahme gemacht, daß φ proportional zum Transmissionskoeffizienten T_1 ist und 180° erreicht hat, wenn $T_1 = 1$ ist

$$\varphi = \pi \cdot T_1$$

A2.2. Das Optische Modell

Im Optischen Modell wird der Transmissionskoeffizient T_1 definiert durch

$$T_1 = 1 - |S_1|^2$$

Für die Berechnung der Matrix-Elemente S_1 wurden Teile des Optischen Modell Codes JIB in HIT eingebaut. Es ist darauf hinzuweisen, daß JIB (insbesondere die darin verwendete Coulomb-Routine) für große Coulomb-Parameter ($\eta > 8$) Ergebnisse liefert welche mit anderen Rechenprogrammen (ABAKUS, DWUCK) nicht mehr übereinstimmen²⁶⁾. Für die elastische Streuung von ^{16}O an ^{16}O sind solche Abweichungen jedoch nicht feststellbar ($\eta = 5.5$ für $E_{^{16}\text{O}}(\text{Lab}) = 55 \text{ MeV}$).

Die Phase δ_1^R wird durch

$$\text{tg}(2\delta_1^R) = \frac{\text{Imaginärteil } S_1}{\text{Realteil } S_1}$$

berechnet, womit jedoch nur $\delta_1^R \bmod \pi$ festgelegt ist. Um die Phasen δ_1^R für die angegebenen Optischen Potentiale eindeutig zu bestimmen, müssen für alle zu berechnenden Teilchenkanäle die aus den Argand-Diagrammen (Imaginärteil $S_1(E)$ gegen Realteil $S_1(E)$) ersichtlichen Winkelbereiche der Phasen δ_1^R vorgegeben werden.

Literaturverzeichnis

- 1) R.H. Siemssen, J.V. Maher, A. Weidinger and D.A. Bromley, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 369

J.V. Maner, M.W. Sachs, R.H. Siemssen, A. Weidinger and D.A. Bromley, Phys. Rev. 188 (1969) 1665
- 2) R.H. Siemssen, Argonne National Laboratory Report ANL-7838 (1971) 145

A. Gobbi, ibid., p. 63
- 3) K.A. Brueckner, J.R. Buchler and M.M. Kelly, Phys. Rev. 173 (1968) 944

W. Scheid, R. Ligensa and W. Greiner, Phys. Rev. Lett. 21 (1968) 1479

K. Pruess and W. Greiner, Phys. Lett. 33B (1970) 197

W. Greiner and W. Scheid, Argonne National Laboratory Report ANL-7837 (1971) 1

G. Reidemeister, Nucl. Phys. A197 (1972) 631
- 4) R.A. Chatwin, J.S. Eck, A. Richter and D. Robson, Proceedings of the International Conference on Nuclear Reactions Induced by Heavy Ions, Heidelberg 1969, edited by R. Bock and W.R. Hering, North-Holland, Amsterdam, p. 76

J.S. Eck, R.A. Chatwin, K.A. Eberhard, R.A. Lasalle, A. Richter and D. Robson, ibid., p. 80
- 5) R. Vandenbosch, Argonne National Laboratory Report ANL-7837 (1971) 103

- 6) K.W. McVoy, Argonne National Laboratory
Report ANL-7837 (1971) 265

A. Arima, G. Scharff-Goldhaber and K.W. McVoy,
Phys. Lett. 40B (1972) 7

J.T. Londergan and K.W. McVoy, Nucl. Phys.
A201 (1973) 390
- 7) P.P. Singh, D. Sink, P. Schwandt, R.E. Malmin
and R.H. Siemssen, Argonne National Laboratory
Report ANL-7837 (1971) 195;
Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 1714
- 8) G. Hinderer, E. Mathiak, H. Rossner und
A. Weidinger, Jahresbericht, Beschleuniger-
laboratorium der Universität und der Techn-
nischen Universität München, 1970. S. 51

K.A. Eberhard, G. Hinderer, H. Rossner und
A. Weidinger, *ibid.*, 1971, S. 20

K.A. Eberhard, G. Hinderer, H. Rossner und
A. Weidinger, *ibid.*, 1972, S. 22

G. Hinderer, H.H. Rossner, A. Weidinger,
K.A. Eberhard, J.S. Eck und E. Mathiak,
Verhandl. DPG(VI) 7 (1972) 241
- 9) E. Mathiak, Diplomarbeit, Sektion Physik der
Universität München (1971)
- 10) G. Hinderer, Diplomarbeit, Sektion Physik der
Universität München (1972)
- 11) M. Richter und H.P. Rother, Jahresbericht,
Beschleunigerlaboratorium der Universität
und der Technischen Universität München,
1971, S. 99

- 12) R.J. Lutter, Jahresbericht, Beschleunigerlaboratorium der Universität und der Technischen Universität München, 1971, S. 105
- 13) K.A. Eberhard, Doktorarbeit, M.P.I. Heidelberg (1968)
- 14) G. Denhöfer und J. Hertel, Jahresbericht, Beschleunigerlaboratorium der Universität und der Technischen Universität München, 1972, S. 27
- 15) R. Lipperheide, Bericht des Hahn-Meitner-Instituts Berlin, HMI-B 121, 1971, S. 1
- 16) A. Arima, R.A. Broglia, M. Ichimura and K. Schäfer, preprint 1972
- 17) T. Matsuse and M. Kamimura, submitted to Prog. Theor. Phys., 1973
- 18) R.M. DeVries, Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 666
- 19) J.L. Perrenoud and R.M. DeVries, Phys. Lett. 36B (1971) 18

R.M. DeVries, LOLA-Usermanual, 1972
- 20) A.A. Ogloblin, Proceedings of the International Conference on Nuclear Reactions Induced by heavy Ions, Heidelberg 1969, edited by R. Bock and W.R. Hering, North-Holland, Amsterdam, p. 231

R. Middleton, ibid., p. 263
- 21) H. Resnbach, in Nuclear Spectroscopy, Part B, edited by F. Ajzenberg-Selove (Academic press, New York and London, 1960), p. 625

- 22) P.A. Moldauer, Phys. Rev. 135 (1964) B642,
167 (1967) 907, 171 (1968) 1164, 177 (1969) 1841;
Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1047
- 23) E.W. Vogt, D. McPherson, J. Kuehner and
E. Almqvist, Phys. Rev. 136 (1964) B99
- R.W. Shaw, Jr., J.C. Norman, R. Vandenbosch
and C.J. Bishop, Phys. Rev. 184 (1969) 1040
- L.R. Greenwood, K. Katori, R.E. Malmin,
T.H. Braid, J.C. Stoltzfus and R.H. Siemssen,
Phys. Rev. C6 (1972) 2112
- 24) M. Böhning, Proceedings of the International
Conference on Nuclear Reactions Induced by
Heavy Ions, Heidelberg 1969, edited by R. Bock
and W.R. Hering, North-Holland, Amsterdam, p. 633
- 25) P.M. Endt and C. Van der Leun, Nucl. Phys.
A105 (1967) 1
- F. Ajzenberg-Selove and T. Lauritsen,
Nucl. Phys. A114 (1968) 1
- F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A166 (1971) 1,
A190 (1972) 1
- P. Charles, M. Dost, B. Fernandez, J. Gastebois
and S.M. Lee, Proceedings of the European
Conference on Nuclear Physics, Aix-en-Provence,
1972, p. 113
- 25) J.G. Wills, Oak Ridge National Laboratory
Report ORNL-TM-1943 (1967)
- 26) C.K. Gelbke, Doktorarbeit, M.P.I. Heidelberg (1972)

Tabelle I

Konfiguration der gebundenen Zustände und spektroskopische Faktoren für ein α -Teilchen in den Kernen ^{16}O und ^{20}Ne

Kern	Angenommene Konfiguration	L	N	Bindungsenergie (MeV)	S (Ref.)	S verwendet
^{16}O	$^{12}\text{C} \otimes (\text{Op})^4$	0	2	-7.161	0.296 (18)	0.3
^{20}Ne	$^{16}\text{O} \otimes (1\text{sd})^4$	0	4	-4.729	0.295 (17)	0.3
		2	3		0.295 (17)	0.3
		4	2		0.280 (17)	0.3

Tabelle II

Parameterwerte der Optischen Potentiale

$$(R = r_0 \cdot (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}))$$

Kanal	Elastische Streuung (Siemssen)	V (MeV)	r_0 (fm)	a_0 (fm)	W (MeV)	r_I (fm)	a_I (fm)	r_C (fm)
$^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$	a) $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$	$12 + 0.25 E_{\text{CM}}$	1.35	0.49	$0.4 + 0.1 E_{\text{CM}}$	1.35	0.49	1.35
	b) $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$	$12 + 0.25 E_{\text{CM}}$	1.35	0.49	$-2 + 0.24 E_{\text{CM}}$	1.35	0.49	1.35
$^{12}\text{C} + ^{20}\text{Ne}$	a) $^{24}\text{Mg} + ^{16}\text{O}$	$7.5 + 0.5 E_{\text{CM}}$	1.31	0.49	$0.4 + 0.15 E_{\text{CM}}$	1.31	0.30	1.35
	b) $^{14}\text{N} + ^{16}\text{O}$	$7.5 + 0.5 E_{\text{CM}}$	1.35	0.49	$0.4 + 0.15 E_{\text{CM}}$	1.35	0.49	1.35
$^{19}\text{F} + ^{13}\text{N}$ $^{18}\text{F} + ^{14}\text{N}$ $^{17}\text{F} + ^{15}\text{N}$	$^{14}\text{N} + ^{16}\text{O}$	$7.5 + 0.5 E_{\text{CM}}$	1.35	0.49	$0.4 + 0.15 E_{\text{CM}}$	1.35	0.49	1.35
$^8\text{Be} + ^{24}\text{Mg}$		$7.5 + 0.5 E_{\text{CM}}$	1.27	0.49	$0.4 + 0.15 E_{\text{CM}}$	1.27	0.30	1.35
$\alpha + ^{28}\text{Si}$		$7.5 + 0.5 E_{\text{CM}}$	1.27	0.49	$0.4 + 0.15 E_{\text{CM}}$	1.27	0.30	1.35

Tabelle III a) ²⁵⁾

Ausgangskanäle des Systems $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$

$E^*(\text{MeV})$	J^π	$E^*(\text{MeV})$	J^π	$E^*(\text{MeV})$	J^π
^{16}O					
		14.0	0^+	+ 4.247	4^+
		14.39	4^+	+ 4.968	2^-
+ 0.0	0^+	14.82	6^+	+ 5.621	3^-
+ 6.05	0^+	14.922	4^+	+ 5.785	1^-
+ 6.13	3^-	15.22	2^-	6.722	0^+
+ 6.918	2^+	15.26	2^+	+ 7.005	4^-
7.118	1^-	15.42	3^-	+ 7.166	3^-
8.871	2^-	16.218	1^+	7.196	0^+
9.597	1^-	16.23	6^+	7.424	2^+
9.846	2^+	16.3	0^-	7.834	2^+
10.341	4^+	16.407	2^+	+ 8.447	5^-
10.952	0^-	16.8	3^+	8.6	0^+
11.08	3^+			8.72	1^-
11.096	4^+			+ 8.775	6^+
11.26	0^+	^{12}C		8.8	2^+
11.44	3^-			8.82	5^-
11.521	2^+	+ 0.0	0^+	8.85	1^-
11.63	3^-	+ 4.43	2^+	9.04	4^+
12.053	0^+	7.66	0^+	9.117	3^-
12.441	1^-	9.64	3^-	9.489	2^+
12.528	2^-	10.1	0^+	9.99	4^+
12.795	0^-	10.84	1^-	10.257	5^-
12.966	2^-	11.83	1^-	10.26	2^+
13.02	2^+	12.71	1^+	10.401	3^-
13.093	1^-	14.08	4^+	10.548	4^+
13.129	3^-			10.579	2^+
13.14	2^+			10.609	6^-
13.258	3^-	^{20}Ne		10.79	4^+
13.663	1^+			10.836	2^+
13.869	4^+	+ 0.0	0^+	10.836	3^-
13.978	2^-	+ 1.633	2^+	10.853	2^+

Tabelle III b)

$E^*(\text{MeV})$	J^π	$E^*(\text{MeV})$	J^π	$E^*(\text{MeV})$	J^π
11.015	4^+	6.774	$3/2^+$	1.08	0^-
11.08	4^+	7.027	$3/2^-$	1.121	5^+
11.925	4^+	7.546	$7/2^-$	1.7	1^+
11.948	8^+	8.07	$5/2^+$	2.101	2^-
12.15	6^+	8.383	$5/2^-$	2.524	2^+
12.224	4^+	8.416	$7/2^+$	3.059	2^+
12.559	6^+	8.75	$5/2^+$	3.134	1^-
12.682	5^-	8.95	$5/2^-$	3.356	3^+
12.77	4^+	10.04	$7/2^+$	3.787	3^-
12.98	4^+	10.49	$7/2^-$	3.836	2^+
13.086	4^+			4.119	3^+
13.333	7^-			4.650	4^+
15.18	9^-	^{15}N		4.957	2^+
15.4	7^-			5.301	4^+
15.9	5^-	0.0	$1/2^-$	5.599	4^+
15.9	8^+	5.27	$5/2^+$	6.095	4^-
18.15	7^-	5.299	$1/2^+$	6.161	3^+
		6.323	$3/2^-$	6.24	3^-
		7.155	$5/2^+$	6.28	2^+
^{17}F		7.566	$7/2^+$	6.309	3^+
		9.154	$5/2^-$	6.385	3^-
0.0	$5/2^+$	9.225	$5/2^+$	6.483	3^-
0.495	$1/2^+$	9.762	$5/2^-$	6.565	5^+
3.105	$1/2^-$	9.829	$7/2^-$	6.78	5^+
3.86	$5/2^-$			6.808	3^+
4.696	$3/2^-$			7.194	4^+
5.103	$3/2^+$	^{18}F		7.313	3^-
5.521	$3/2^-$			7.395	3^-
5.672	$7/2^-$	0.0	1^+	9.145	4^-
5.817	$3/2^+$	0.937	3^+	9.26	3^-
6.699	$3/2^-$	1.041	0^+	9.494	6^-

Tabelle III c)

$E^*(\text{MeV})$	J^π	$E^*(\text{MeV})$	J^π	$E^*(\text{MeV})$	J^π
9.5	3^+	3.907	$3/2^+$	7.935	$11/2^+$
9.55	3^+	3.998	$7/2^-$	8.014	$5/2^+$
9.7	3^-	4.032	$9/2^-$		
10.24	4^-	4.377	$7/2^+$		
10.268	3^-	4.555	$5/2^+$	^{13}N	
10.42	3^-	4.557	$3/2^-$		
		4.648	$13/2^+$	0.0	$1/2^-$
		4.683	$5/2^-$	2.366	$1/2^+$
^{14}N		5.106	$5/2^-$	3.509	$3/2^-$
		5.428	$7/2^-$	3.547	$5/2^+$
0.0	1^+	5.464	$7/2^+$	6.382	$5/2^+$
2.312	0^+	5.499	$3/2^+$	6.898	$3/2^+$
3.944	1^+	5.54	$7/2^-$	7.166	$7/2^+$
5.105	2^-	5.63	$3/2^-$	7.387	$5/2^-$
5.833	3^-	6.076	$7/2^+$	10.35	$5/2^-$
6.443	3^+	6.093	$3/2^-$	10.36	$7/2^-$
7.028	2^+	6.167	$7/2^-$		
8.489	4^-	6.29	$5/2^+$		
8.907	3^-	6.332	$7/2^+$	^{24}Mg	
8.963	5^+	6.497	$3/2^+$		
		6.499	$11/2^+$	0.0	0^+
		6.525	$3/2^+$	1.368	2^+
^{19}F		6.553	$7/2^+$	4.122	4^+
		6.592	$9/2^+$	4.233	2^+
0.0	$1/2^+$	6.838	$5/2^+$	5.228	3^+
0.109	$1/2^-$	6.89	$5/2^-$	6.005	4^+
0.197	$5/2^+$	6.926	$7/2^-$	7.349	2^+
1.345	$5/2^-$	7.11	$7/2^+$	7.561	1^-
1.458	$3/2^-$	7.167	$11/2^-$	7.62	3^-
1.554	$3/2^+$	7.539	$5/2^+$	7.81	5^+
2.779	$9/2^+$	7.928	$7/2^+$	8.14	6^+

Tabelle III d)

$E^*(\text{MeV})$	J^π	$E^*(\text{MeV})$	J^π	$E^*(\text{MeV})$	J^π
8.357	3^-	12.342	3^+	7.415	2^+
8.439	4^+	12.402	3^+	7.798	3^+
8.44	1^-	12.508	4^+	7.932	2^+
8.654	2^+	13.052	4^+	8.26	1^-
8.864	5^+	13.13	8^+	8.543	6^+
9.004	2^+	14.14	8^+	8.587	3^+
9.148	1^-	15.15	8^+	8.902	1^-
9.517	4^+	16.55	10^+	9.319	3^+
9.45	6^+	17.17	9^-	9.379	2^+
9.826	1^+			10.379	3^+
9.984	1^+			10.418	3^+
10.072	2^+	^8Be		10.588	3^+
10.353	2^+			11.295	1^-
10.737	1^+	0.0	0^+	11.418	3^+
10.924	2^+	2.9	2^+	11.514	2^+
11.018	2^+	11.4	4^+	11.582	3^-
11.165	3^-	16.67	2^+	11.656	2^+
11.222	4^+			11.667	1^-
11.223	2^+			11.778	2^+
11.459	2^+	^{28}Si		12.07	2^+
11.524	2^+			12.18	1^-
11.695	4^+	0.0	0^+	12.192	3^-
11.934	3^+	1.778	2^+	12.238	4^+
11.968	2^+	4.614	4^+	12.288	2^+
11.99	2^+	4.975	0^+	12.438	2^+
12.018	3^-	6.272	3^+	12.473	4^+
12.052	4^+	6.69	0^+	12.549	4^+
12.261	3^-	6.878	3^-	12.723	2^+
12.31	7^+	6.887	4^+	12.85	4^+
12.261	2^-	7.382	1^+	15.19	8^+

Figurenverzeichnis

Fig. 1: Das Sauerstoff-Spektrum

Fig. 2: Das Kohlenstoff-Spektrum

Fig. 3: Das Neon-Spektrum

Fig. 4: Das Stickstoff-Spektrum

Fig. 5: Das Fluor-Spektrum

Fig. 6: Anregungsfunktionen für den elastischen und inelastischen Kanal des Systems $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ bei $\Theta_{\text{LAB}}=30^\circ$. Beim inelastischen Kanal konnten Zustände im Bereich $E^*=6.1-6.9$ MeV experimentell nicht aufgelöst werden.

Fig. 7: Anregungsfunktionen der $^{12}\text{C}-^{20}\text{Ne}$ -Kanäle des Systems $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$. Für experimentell nicht auflösbare Zustände werden diejenigen Bereiche der Anregungsenergien angegeben, die den jeweiligen Linieninhalten entsprechen. Der bei jedem Kanal angegebene CM-Winkel entspricht $\Theta_{\text{LAB}}=30^\circ$ und $E_{^{16}\text{O}}(\text{Lab})=55$ MeV.

Fig. 8: Anregungsfunktionen der N-F-Kanäle des Systems $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$. Beschriftung wie bei Fig. 7.

Fig. 9: Winkelverteilungen für die elastische und inelastische Streuung von ^{16}O an ^{16}O bei einer Einschußenergie von

$E_{16O}(\text{Lab})=51.5$ MeV. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis einer Optischen Modellrechnung mit den von Siemssen ²⁾ angegebenen Parameterwerten. Beim inelastischen Kanal konnten die Zustände im Bereich $E^*=6.1-6.9$ MeV experimentell nicht aufgelöst werden.

Fig. 10: Winkelverteilungen der $^{12}\text{C}-^{20}\text{Ne}$ -Kanäle des Systems $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ bei einer Einschussenergie von $E_{16O}(\text{Lab})=51.5$ MeV. Beschriftung wie bei Fig. 7.

Fig. 11: Q-Werte für Zweiteilchenreaktionen der Systeme $^{14}\text{N}+^{14}\text{N}$, $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ und $^{18}\text{O}+^{18}\text{O}$.

Fig. 12: Q-Werte für Dreiteilchenreaktionen des Systems $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$.

Fig. 13: Vergleich von Winkelverteilungen und DWBA-Rechnungen für die Reaktion $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{20}\text{Ne}^*(0^+, 2^+, 4^+)$ bei einer Einschussenergie von $E_{16O}(\text{Lab})=51.5$ MeV. Die spektroskopischen Faktoren wurden der Literatur entnommen.

Fig. 14: Transmissionskoeffizienten des Systems $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ für die stärksten im Experiment beobachteten Ausgangskanäle mit schweren Ionen. l' gibt den Bahndrehimpuls an,

der zum Gesamtspin $J=16, 18$ und 20 und dem jeweiligen Kanalspin s' für den Fall $l'=J-s'$ gehört.

Fig. 15: Vergleich von Transmissionskoeffizienten und Anregungsfunktionen ($\theta_{CM}=90^\circ$) bei verschiedenen Optischen Modell Parametern für die elastische Streuung von ^{16}O an ^{16}O (Parametersätze a) und b) in Tabelle II).

Fig. 16: Vergleich der experimentellen Winkelverteilungen der elastischen und inelastischen Streuung von ^{16}O an ^{16}O mit verschiedenen Modellrechnungen bei $E_{^{16}O}(\text{Lab})=51.5$ MeV. Dabei werden die Ergebnisse der Optischen Modellrechnung (Parametersatz b), Tabelle II) durch die strich-punktierte Linie dargestellt, die Ergebnisse der Hauser-Feshbach-Rechnung durch gestrichelte Linien und die Ergebnisse der modifizierten Hauser-Feshbach-Rechnung durch ausgezogene Linien.

Fig. 17: Vergleich der experimentellen Winkelverteilungen der Reaktion $^{16}O(^{16}O, ^{12}C)^{20}Ne$ mit verschiedenen Modellrechnungen bei $E_{^{16}O}(\text{Lab})=51.5$ MeV. Dabei werden die Ergebnisse der Hauser-Feshbach-Rechnung (Parameter a) Tabelle II) durch unter-

brochene Linien dargestellt und die Ergebnisse der modifizierten Hauser-Feshbach-Rechnung durch ausgezogene Linien.

Fig. 18: Vergleich der experimentellen Anregungsfunktionen der elastischen und inelastischen Streuung von ^{16}O an ^{16}O mit verschiedenen Modellrechnungen bei $\theta_{\text{LAB}}=30^\circ$. Die Darstellung der gerechneten Ergebnisse erfolgte wie in Fig. 16.

Fig. 19: Vergleich der experimentellen Anregungsfunktionen der Reaktion $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{20}\text{Ne}$ mit verschiedenen Modellrechnungen bei $\theta_{\text{LAB}}=30^\circ$. Die Darstellung der gerechneten Ergebnisse erfolgte wie in Fig. 17.

Fig. 20: Vergleich der experimentellen Anregungsfunktionen der N-F-Kanäle des Systems $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ mit verschiedenen Modellrechnungen bei $\theta_{\text{LAB}}=30^\circ$. Die Darstellung der gerechneten Ergebnisse erfolgte wie in Fig. 17.

Fig. 21: Gerechnete partielle Wirkungsquerschnitte für $J=16, 18$ und 20 für die elastische Streuung von ^{16}O an ^{16}O bei $\theta_{\text{LAB}}=45^\circ$.

Fig. 22: Anregungsfunktionen der elastischen Streuung von ^{16}O an ^{16}O bei $\theta_{\text{CM}}=90^\circ$

(gemessen von der Yale-Gruppe ¹⁾) und der Reaktion $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne}^*)^{12}\text{C}(4^+, 4.25 \text{ MeV})$ bei $\Theta_{\text{CM}}=78^\circ$. Die Wirkungsquerschnitte unterscheiden sich um einen Faktor 5.

Fig. 23: Ergebnisse der modifizierten Hauser-Feshbach-Rechnung für Anregungsfunktionen der elastischen Streuung von ^{16}O an ^{16}O und der Reaktion $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{20}\text{Ne}^*(4^+, 4.25 \text{ MeV})$ für $\Theta_{\text{LAB}}=45^\circ$.

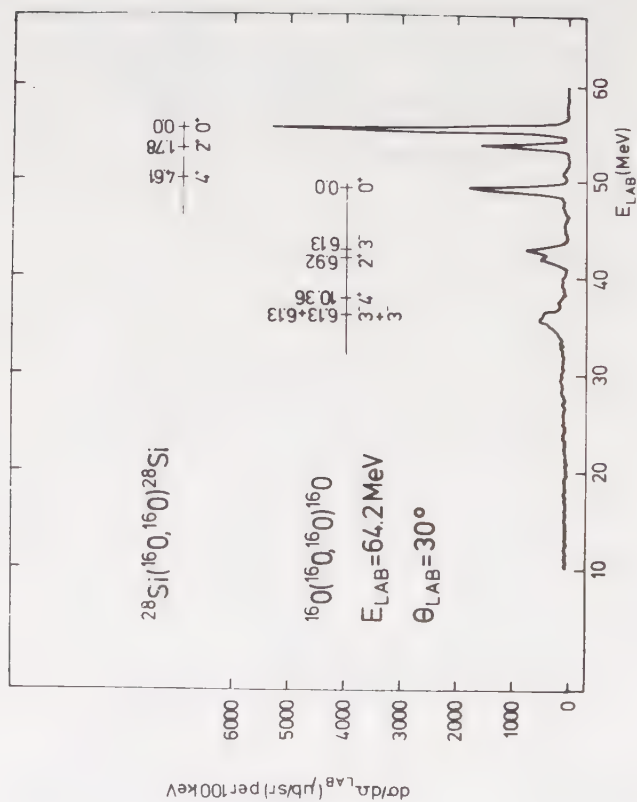


fig. 1

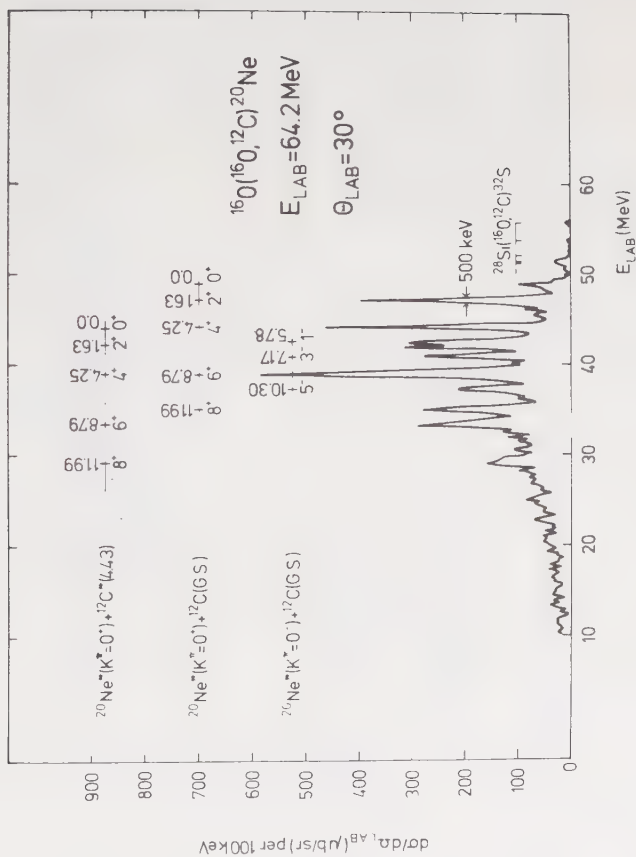


Fig. 2

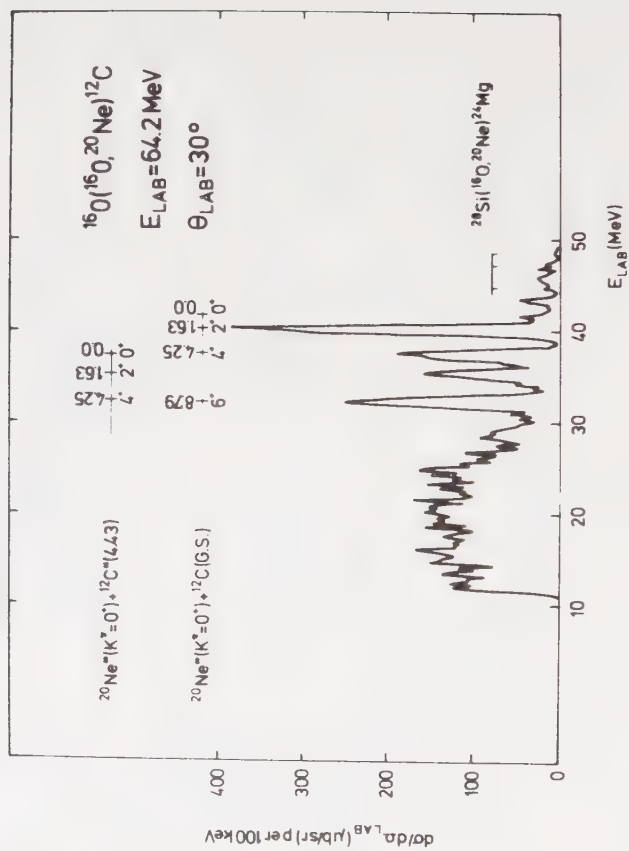


Fig. 3

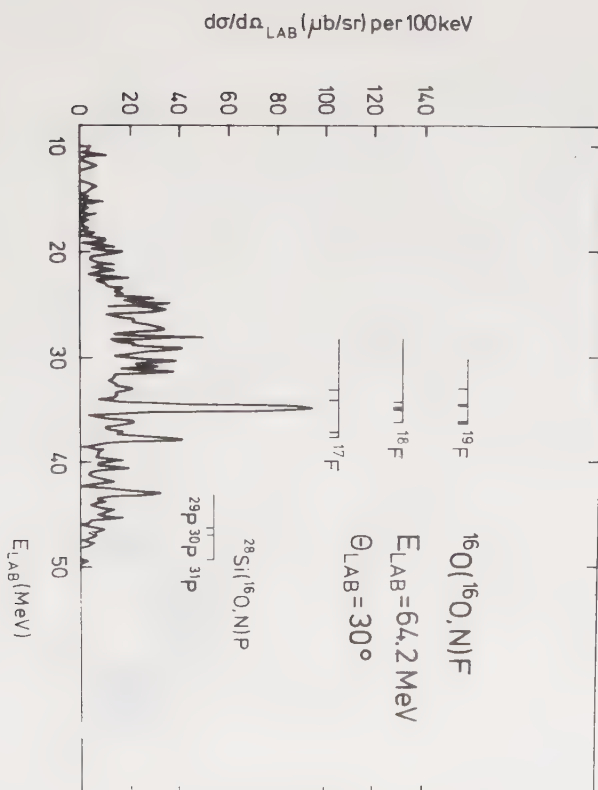


Fig. 4

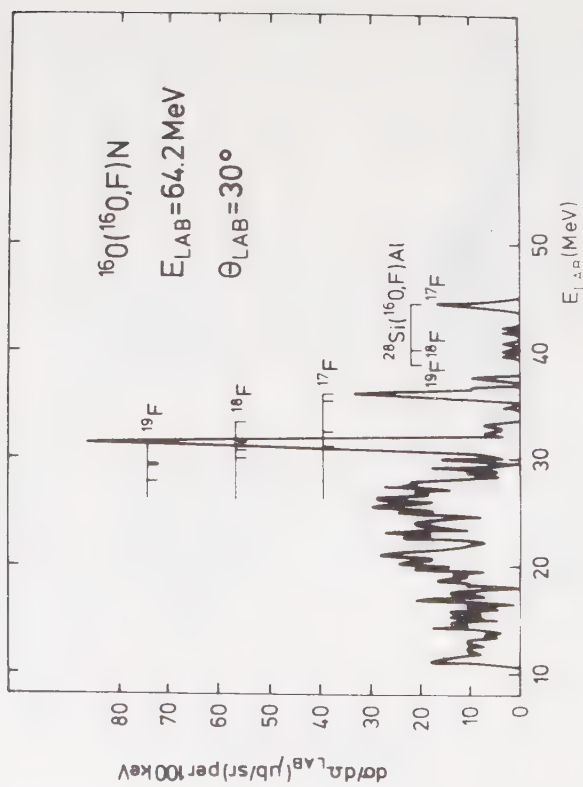


Fig. 5

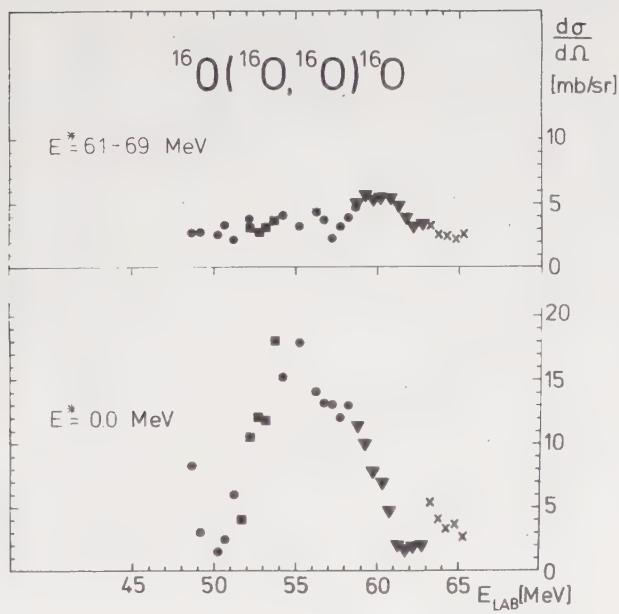


Fig. 6

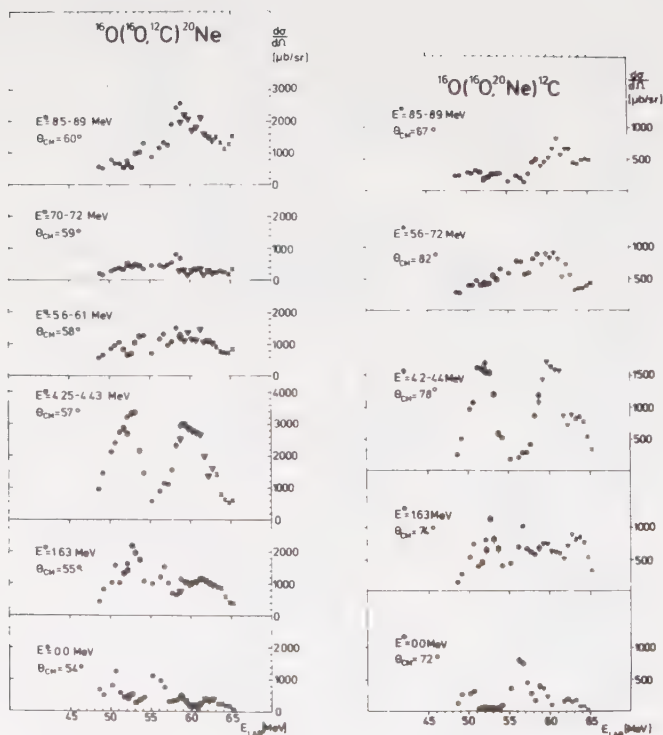


Fig. 7

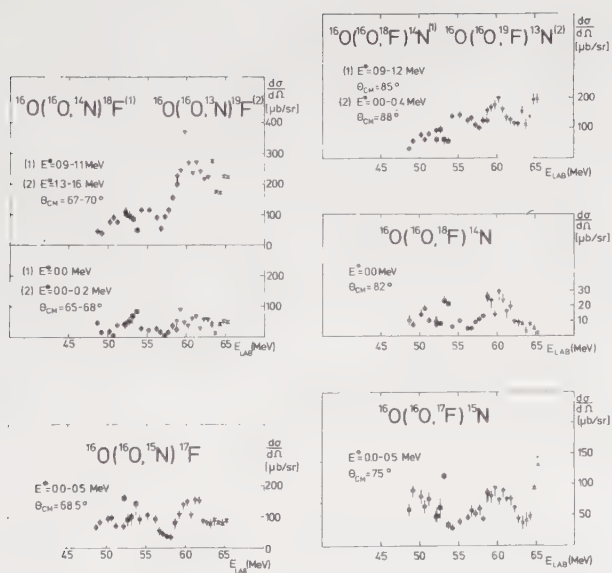


Fig. 8

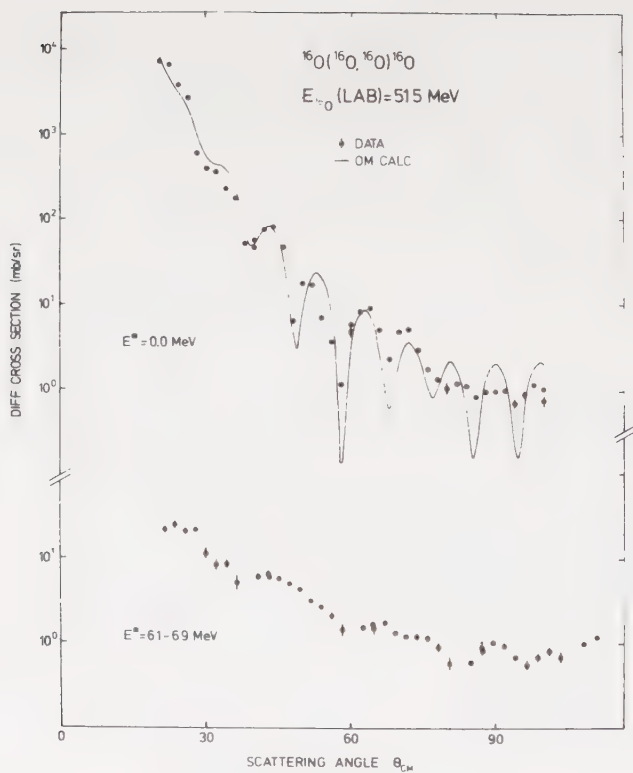


Fig. 9

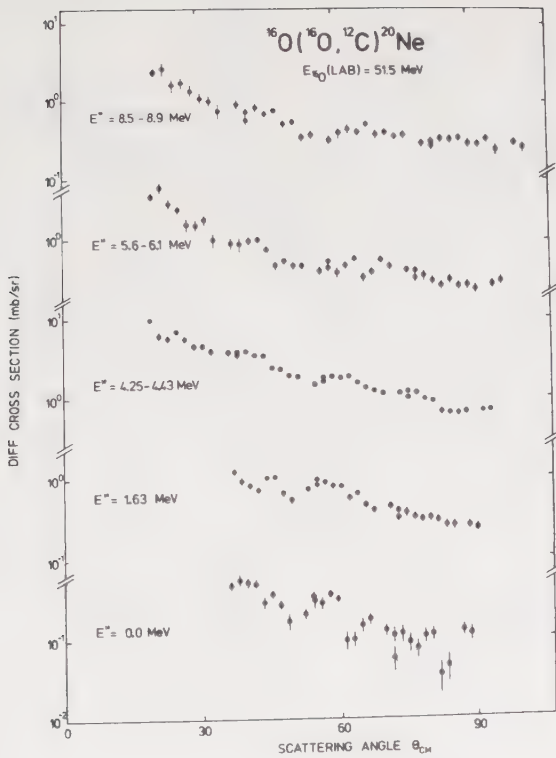


Fig. 10

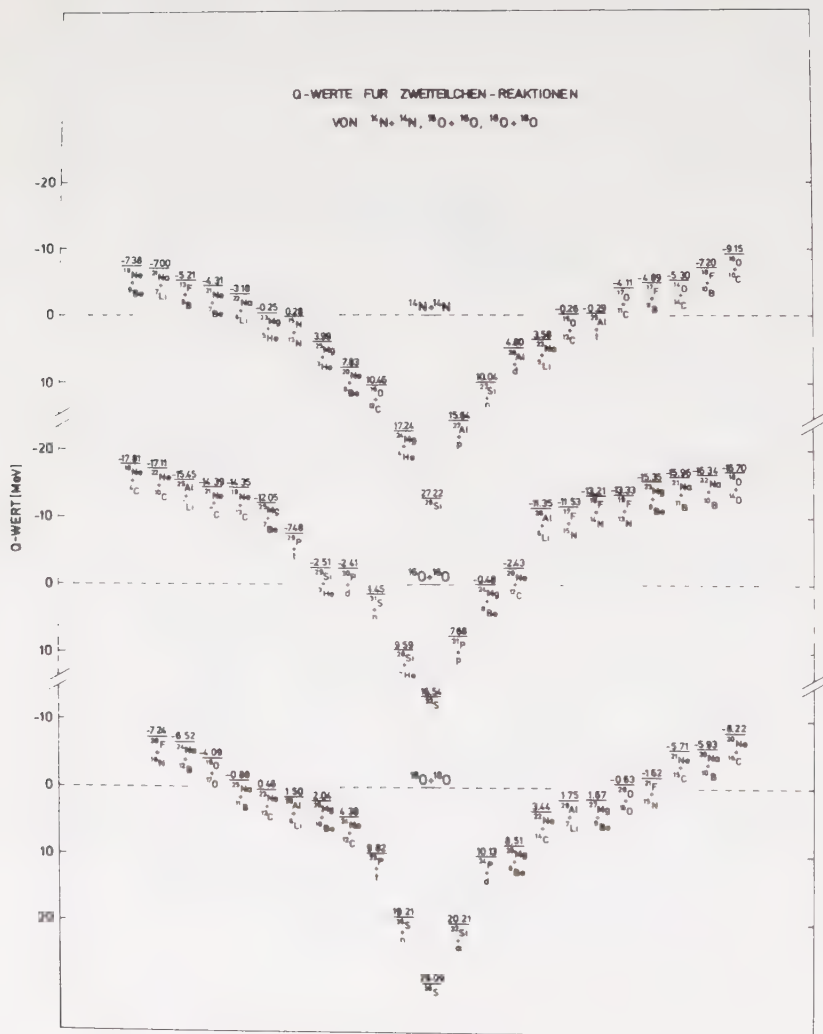


Fig. 11

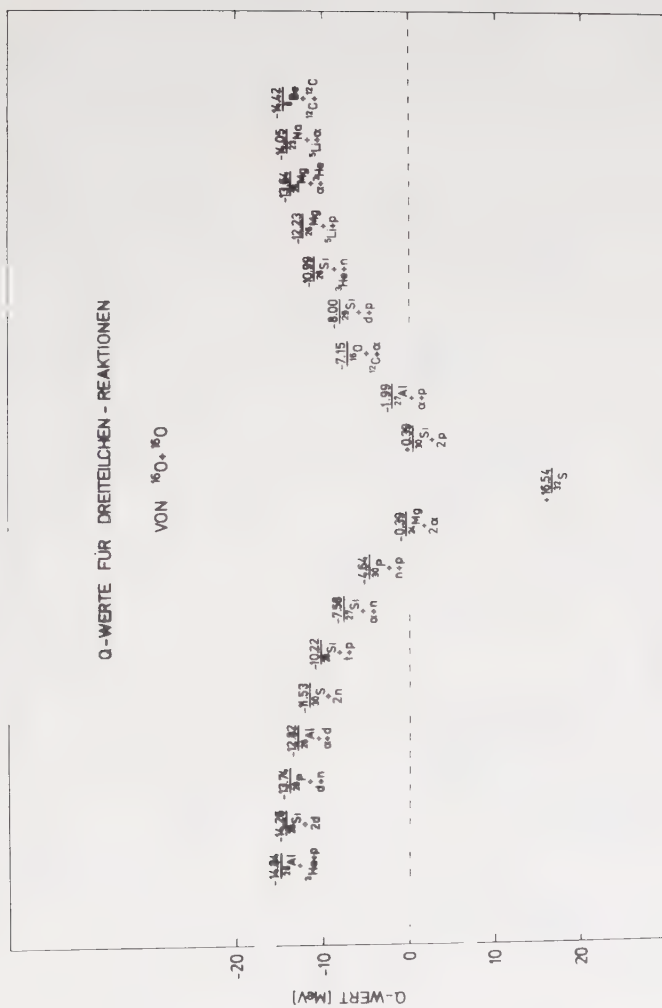
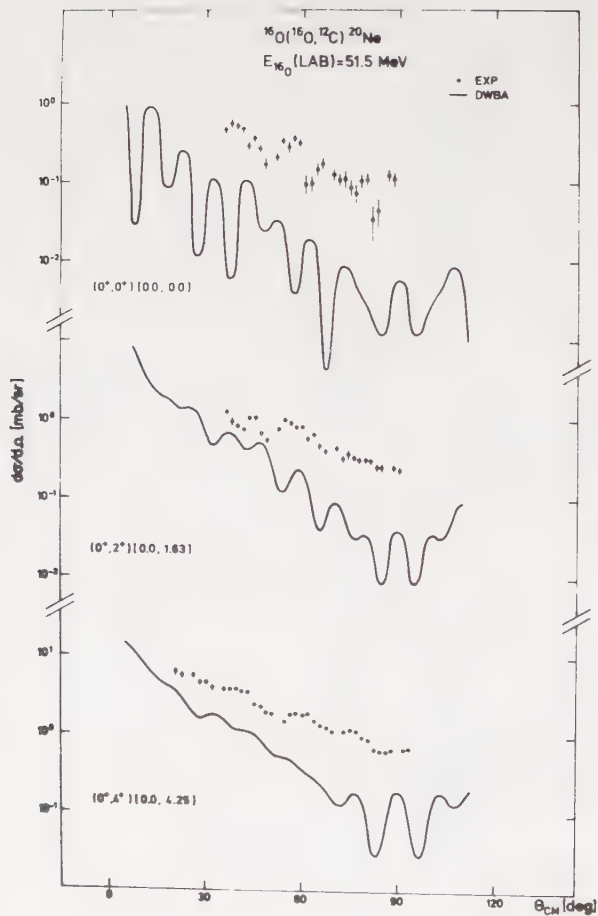


Fig. 12



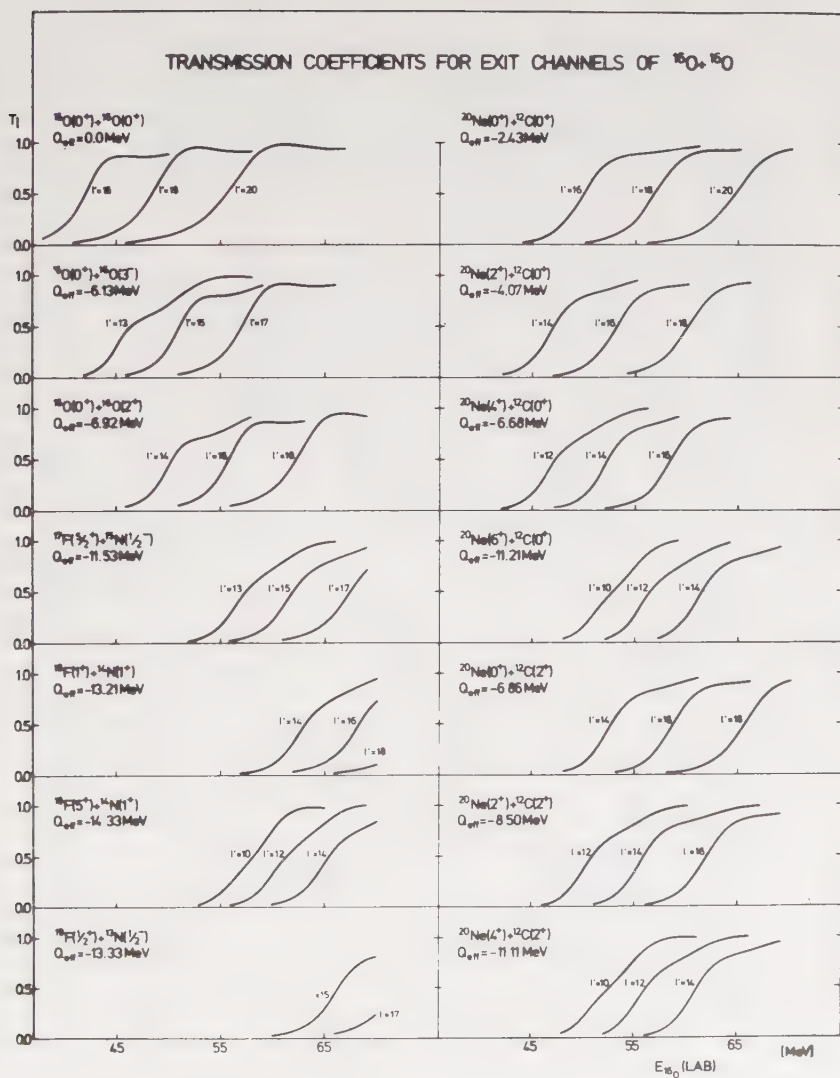


Fig. 14

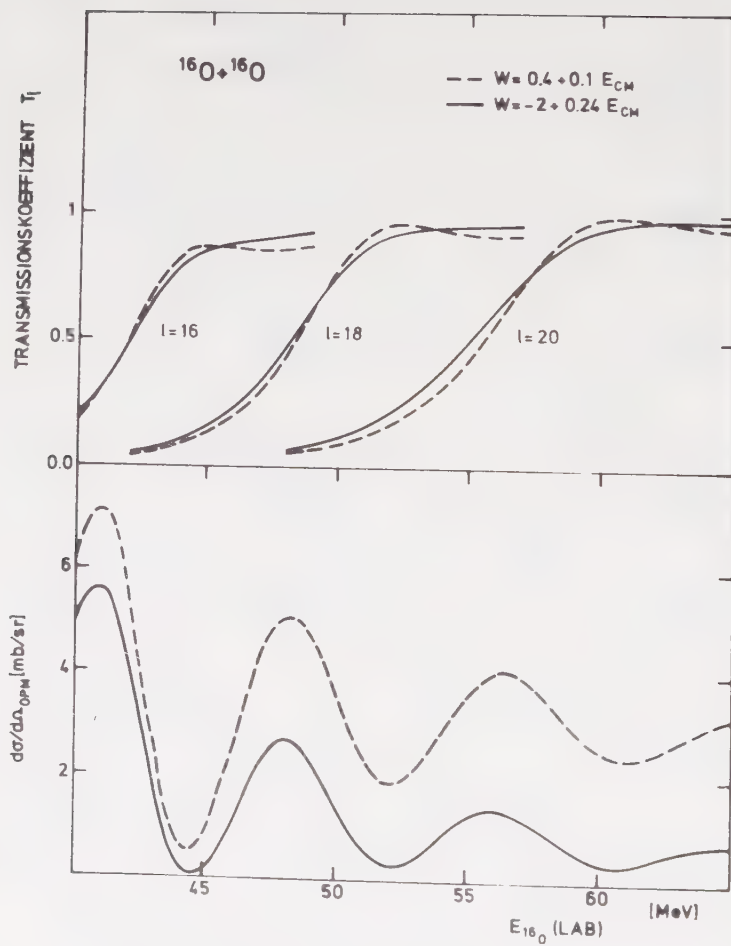


Fig. 15

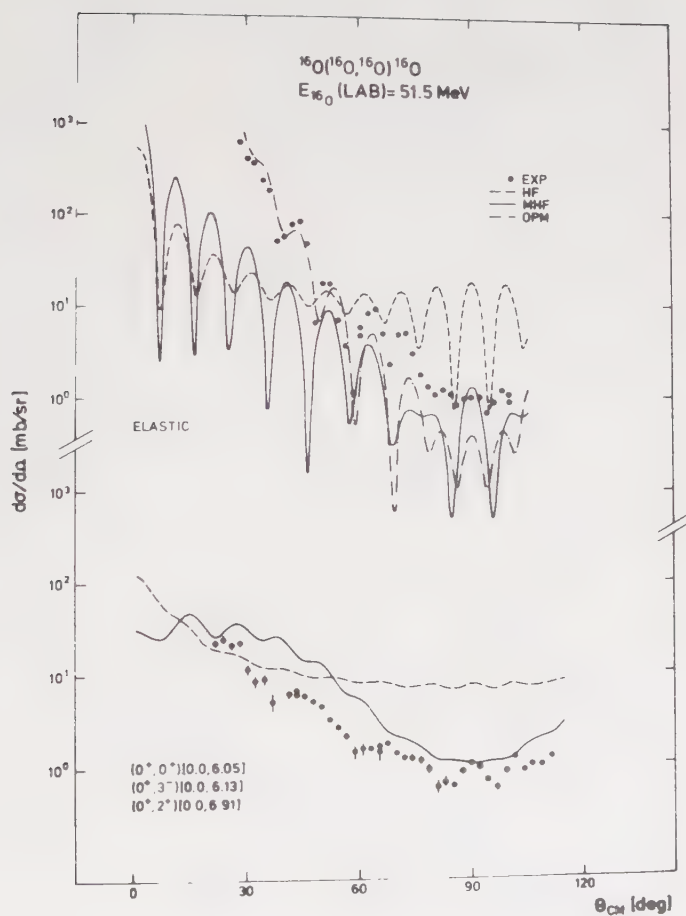


Fig. 16

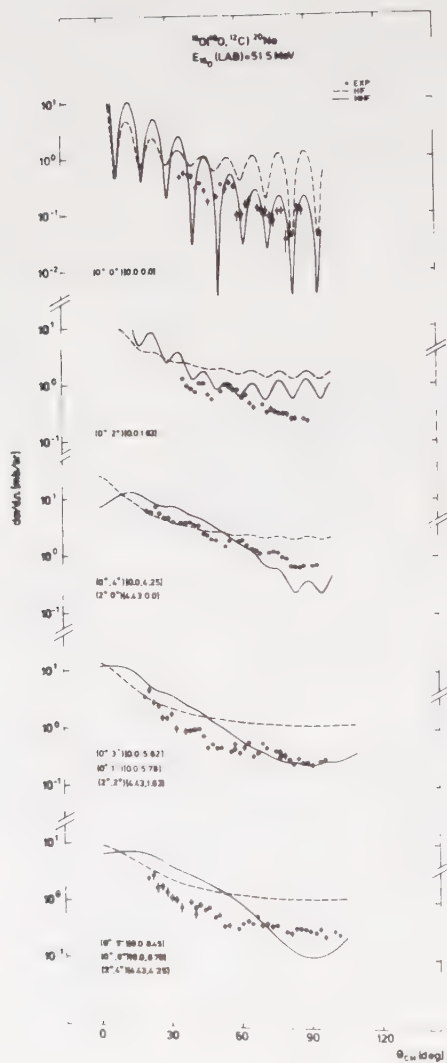


Fig. 17

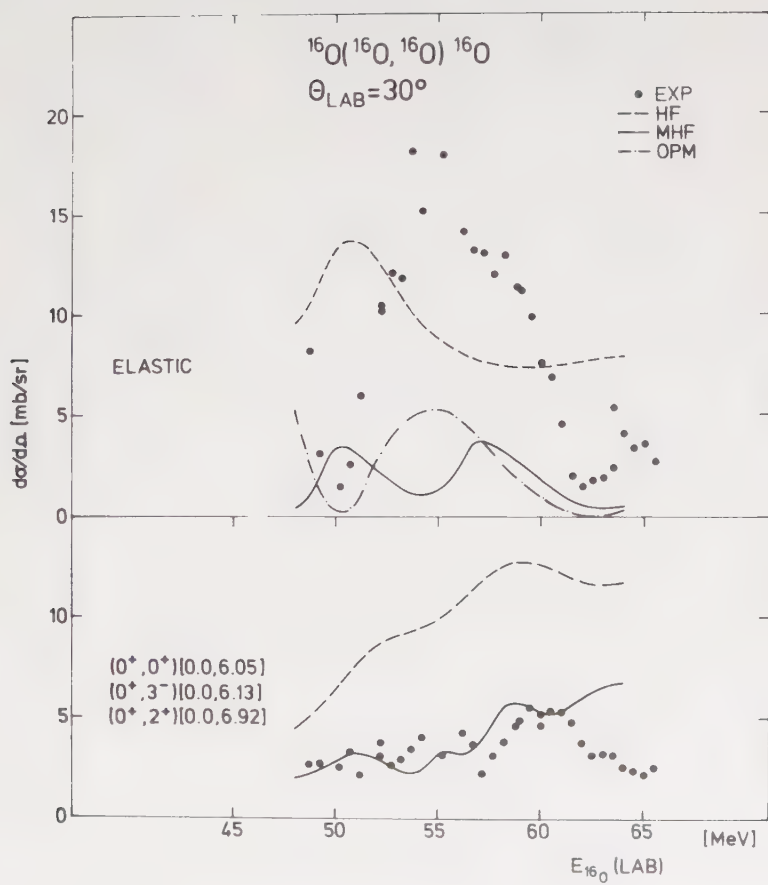


Fig. 18

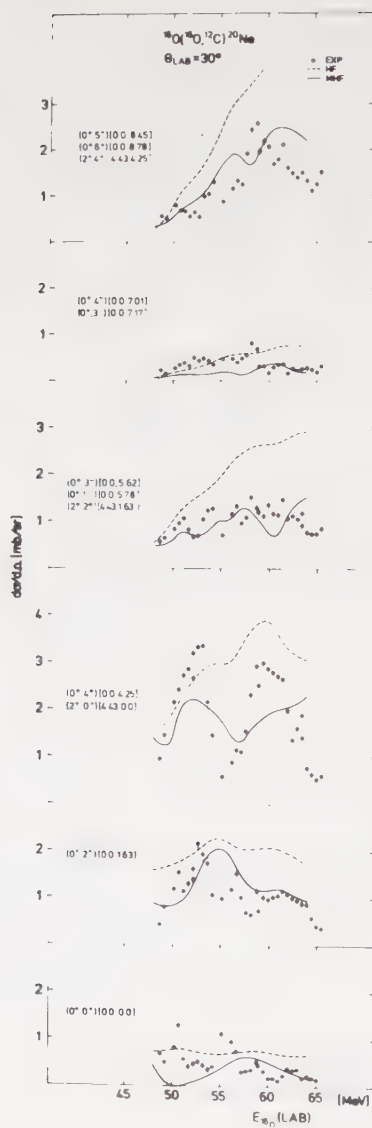


Fig. 19

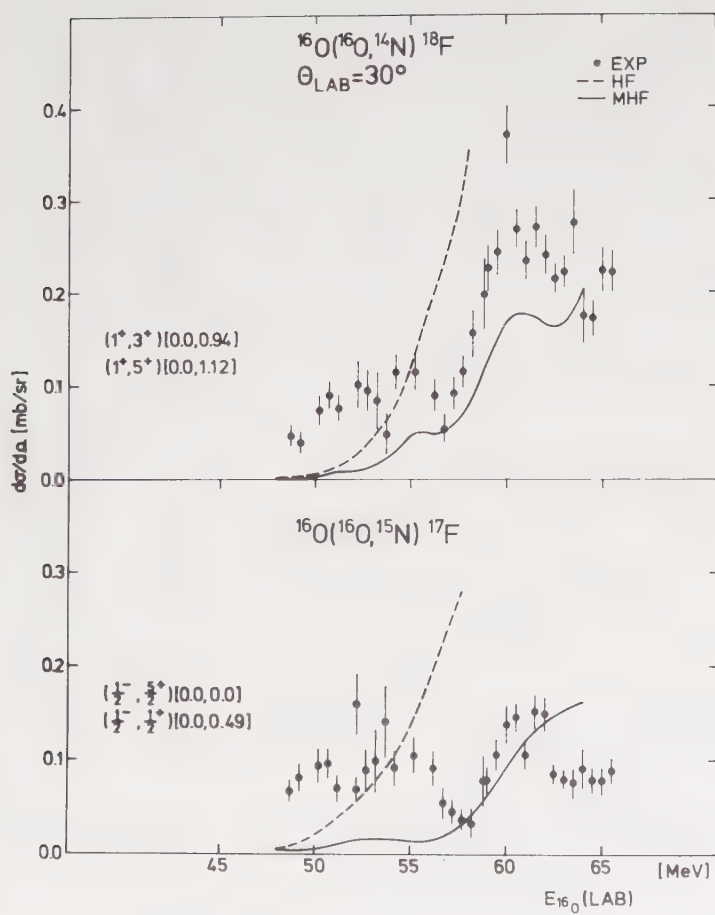


Fig. 20

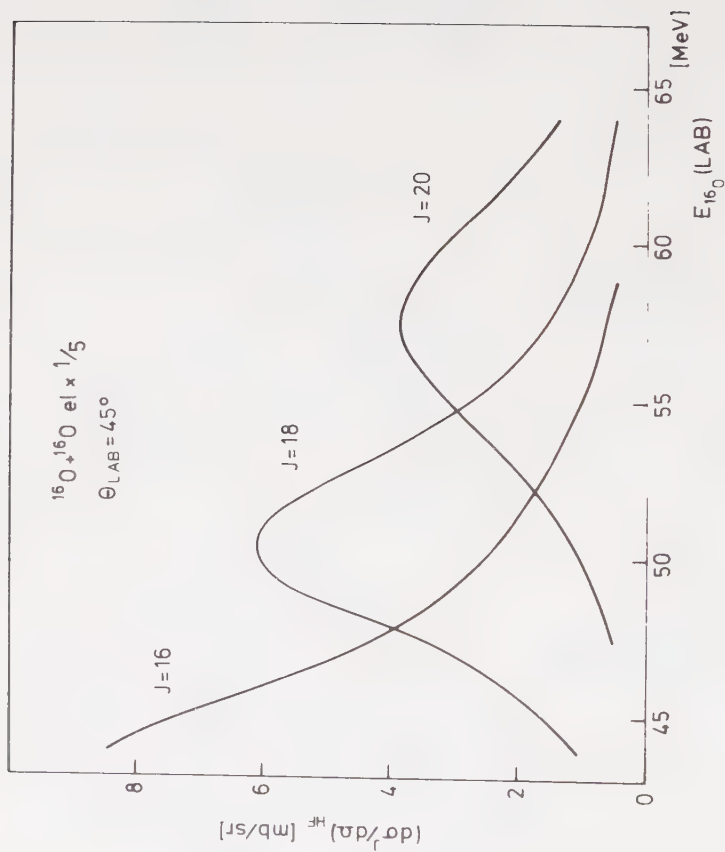


Fig. 21

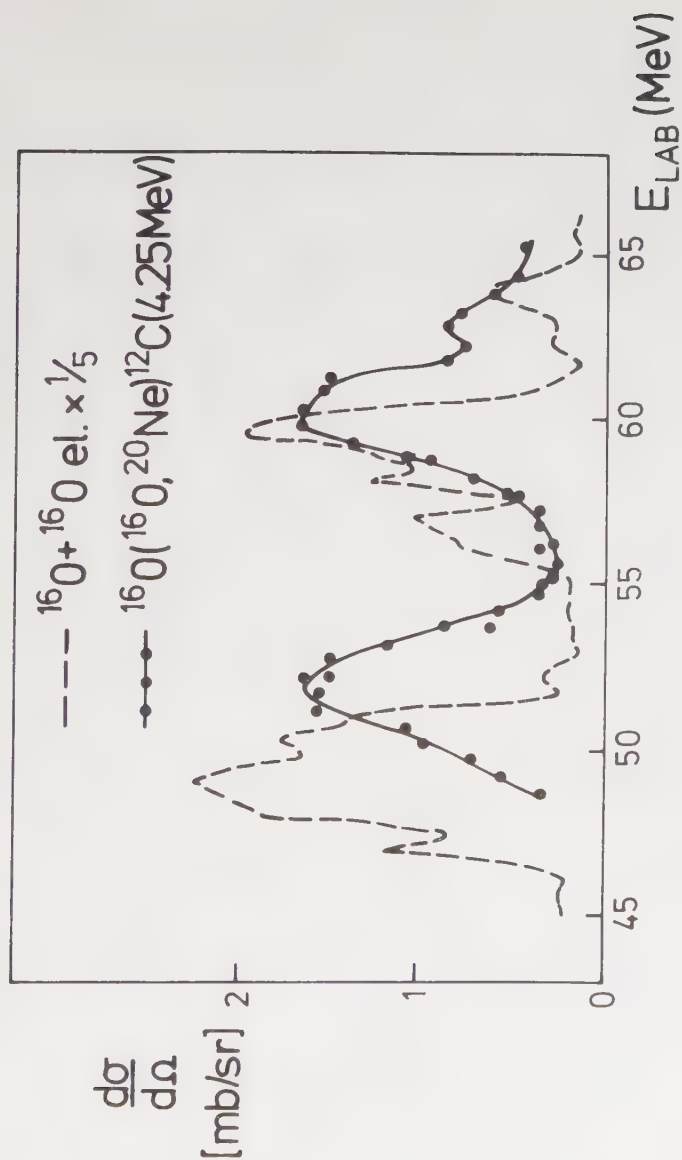


Fig. 22

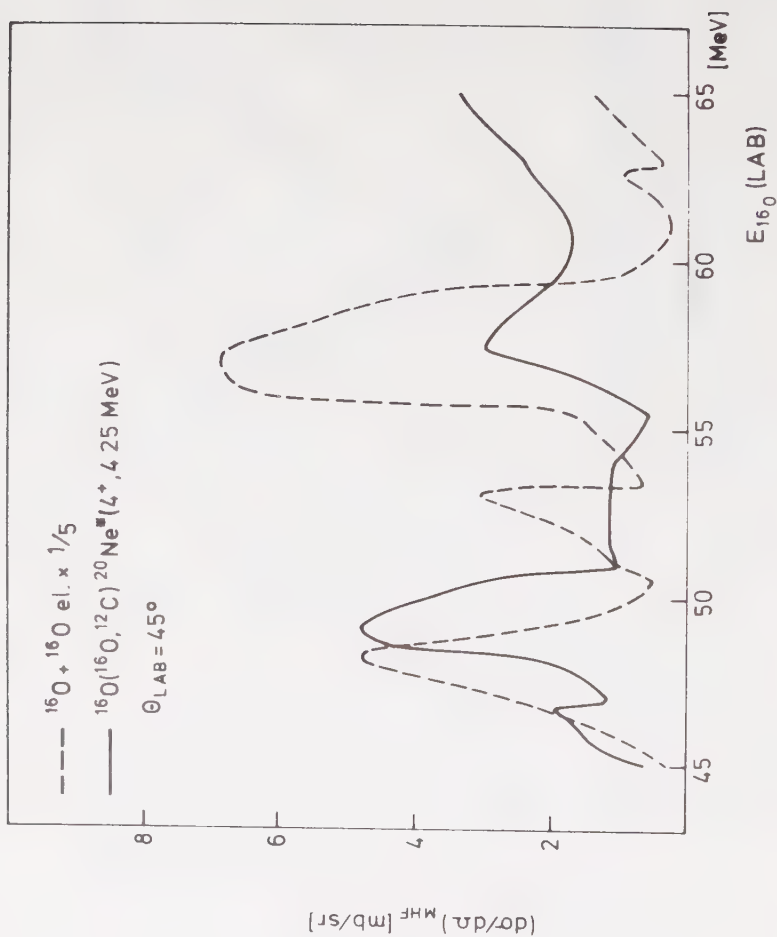


Fig. 23

Diese Arbeit wurde an der Fakultät für Physik, Abteilung Kernphysik, der Universität München durchgeführt. Herrn Professor Skorka danke ich sehr für sein förderndes Interesse und für die guten Arbeitsbedingungen im Institut.

Mein besonderer Dank gilt meinem Betreuer Herrn Dr. A. Weidinger. Durch seine fortwährende Diskussionsbereitschaft und durch seine zahlreichen Anregungen hat er maßgeblichen Anteil am Gelingen dieser Arbeit.

Meinen Mitarbeitern Herrn Dr. K.A. Ebernard, Herrn G. Hinderer und Herrn E. Mathiak gilt mein Dank für ihre stets freundschaftliche und tatkräftige Hilfe.

Lebenslauf

Am 30. Januar 1944 wurde ich in Gefrees/Bayern als Sohn des Bankangestellten Georg Rossner und seiner Ehefrau Karola, geb. Schuster, geboren.

Ich besuchte von 1950 bis 1954 die Volksschule in Gefrees und danach von 1954 bis zum Abitur im Sommer 1963 das naturwissenschaftliche Gymnasium in Münchberg. Das Studium der Physik begann ich im Wintersemester 1963 an der Universität München. Im Juli 1966 legte ich die Vordiplom- und im Mai 1970 die Hauptdiplomprüfung ab. Die Diplomarbeit im Institut von Professor Skorka behandelte den Aufbau eines Gammaspektrometers. Seither arbeite ich an der hier vorliegenden Dissertation.

Ich bin seit 1970 verheiratet.

